Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

50X1

[redacted]

INFORMATION REPORT INFORMATION REPORT

CENTRAL INTELLIGENCE AGENCY

This material contains information affecting the National Defense of the United States within the meaning of the Espionage Laws, Title 18, U.S.C. Secs. 793 and 794, the transmission or revelation of which in any manner to an unauthorized person is prohibited by law.

C-O-N-F-I-D-E-N-T-I-A-L

50X1

COUNTRY	USSR (Georgian SSR)	REPORT	[redacted]
SUBJECT	Soviet Scientific Publications of the Abastumani Astrophysical Observatory	DATE DISTR.	3 March 1959
		NO. PAGES	1
		REFERENCES	RD [redacted]
DATE OF INFO.	[redacted]		
PLACE & DATE ACQ.	[redacted]		

50X1-HUM

50X1

SOURCE EVALUATIONS ARE DEFINITIVE. APPRAISAL OF CONTENT IS TENTATIVE.

[redacted]

[redacted] Soviet scientific publications [redacted]

50X1-HUM

Abastumanskaya Astrofizicheskaya Observatoriya, Byulleten (Bulletin of the Abastumani Astrophysical Observatory) - Bulletin No. 21, published in 1957, and Bulletins 22 and 23, published in 1958, by the Academy of Sciences of the Georgian SSR, Tbilisi. Bulletin 21 deals with the use of electrophotometrical methods to study the polarizable characteristics of formations on the moon's surface. The bulletins contain articles in Russian and Georgian and some English translations.

When separated from the covering report, the attachments may be considered as UNCLASSIFIED.

[redacted]

50X1-HUM

C-O-N-F-I-D-E-N-T-I-A-L

STATE	X	ARMY	X	NAVY	X	AIR	X	FBI	AEC				

(Note: Washington distribution indicated by "X"; Field distribution by "#".)

INFORMATION REPORT INFORMATION REPORT

[redacted] 50X1-HUM

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემია
АКАДЕМИЯ НАУК ГРУЗИНСКОЙ ССР

STAT

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორია
მთა ყანობილი

ბიულეტენი

АБАСТУМАНСКАЯ АСТРОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ
ГОРА КАНОБИЛИ

БЮЛЛЕТЕНЬ

21

В. П. ДЖАПИАШВИЛИ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СВОЙСТВ ОБРАЗОВАНИЙ ЛУННОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПО ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИМ ИЗМЕРЕНИЯМ

STAT

1957
საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემიის გამომცემლობა
თბილისი
Тбилиси

STAT

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემია
АКАДЕМИЯ НАУК ГРУЗИНСКОЙ ССР

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორია
მთა ყანობილი

ბიულეტენი

АБАСТУМАНСКАЯ АСТРОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ
ГОРА КАНОБИЛИ

БЮЛЛЕТЕНЬ

21

В. П. ДЖАПИАШВИЛИ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СВОЙСТВ ОБРАЗОВАНИЙ ЛУННОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПО ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИМ ИЗМЕРЕНИЯМ

1957
საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემიის გამომცემლობა
თბილისი Тбилиси

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

К. Харадзе

ВВЕДЕНИЕ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Настоящая работа посвящена исследованию поляризационных свойств лунной поверхности с целью изучения природы и характеристик лунных образований* и, как таковая, относится к тому разделу современной астрономии, который известен под названием — планетоведение. Естественно, что как с этим разделом в целом, так и с нашей задачей, в частности, связаны кардинальные вопросы образования и развития Луны и других тел солнечной системы. Постолько работа имеет прямое отношение к космогонии солнечной системы.

Значение последней проблемы, а также интерес к ней исключительно возросли в наше время. Поскольку в ее задачи входит разработка правильной, научно обоснованной теории происхождения и развития Земли, Луны и, наряду с другими планетами и спутниками, даже — Солнца, эта проблема отвечает на вопросы, которые на протяжении длительного времени возбуждали и возбуждают интерес к себе.

Современное развитие советского естествознания, вообще, и астрономии, в частности, сопровождается активной разработкой вопросов космогонии, что весьма важно с научной, научно-познавательной и практической точек зрения.

Построение правильной, научно обоснованной теории происхождения и развития Земли и других тел солнечной системы, способствует правильному пониманию основных закономерностей астрономического мира, формированию и укреплению материалистического мировоззрения.

В течение всей истории космогонии идет идеологическая борьба между материалистическим и идеалистическим взглядами на происхождение и развитие небесных тел. Космогонические «теории» идеалистического направления находят благоприятную для себя почву в буржуазной науке. В противоположность им советские ученые выдвигают космогонические теории, твердо стоящие на прочной основе наблюдений и правильного толкования фактических данных. Работы советских ученых имеют весьма большое значение для развития правильных представлений о строении и эволюции небесных тел.

Советские космогонисты в своих исследованиях опираются на достижения всех наук, имеющих прямое или косвенное отношение к изучению небесных тел и Земли. Они рассматривают факты в свете всеобщей взаимосвязи явлений. Советские ученые не ограничиваются выполнением только теоретических работ. Они проверяют свои заключения о происхождении, строении и развитии небесных тел и их систем новыми наблюдениями, опытом, практикой.

Обоснованная данными наблюдений, правильная теория происхождения и развития Земли открывает путь к правильному пониманию процессов, протекающих в коре и недрах Земли, т. е. горообразования, вулканической деятельности, сейсмических явлений, земного магнетизма, расслоения и распространения веществ и полезных ископаемых и т. д. и

* Работа является кандидатской диссертацией автора.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

т. п. В этом — практическая сторона значения проблемы и интереса к ней.

Современное состояние космогонии и планетоведения в нашей стране отмечено значительными успехами. Советская космогония возникла и стала развиваться за последние 1—2 десятилетия, со времени, когда наблюденные факты, относящиеся к миру небесных тел, а также и данные других наук (геофизика, геология, физика, химия) накопились в такой степени, что стали возможными и необходимыми большие обобщения и толкования явлений с единой точки зрения. Советское планетоведение же, обусловливающее в известной степени успехи космогонии солнечной системы, имеет более далекие истоки, и при этом наследует лучшие результаты и традиции дореволюционной русской астрономической науки.

Еще в 1761 г. гениальный русский ученый М. В. Ломоносов сделал величайшее открытие. Он первый в истории астрономии установил наличие атмосферы на планете Венере во время прохождения последней по диску Солнца [1]. Этим, фактически, была заложена основа физического планетоведения—нового раздела астрономических знаний. Вместе с тем весьма большое философско-идеологическое значение имела подкрепленная собственным открытием атмосферы Венеры, материалистическая идея М. В. Ломоносова о возможности органической жизни на различных небесных телах, получившая столь широкое развитие в советской науке.

Многое для изучения тел солнечной системы сделал знаменитый русский ученый, создатель астрофизической школы в России академик Ф. А. Бредихин, работы которого, особенно по механической теории кометных форм и по физической теории хвостов комет [2], приобрели мировую известность.

Оригинальные работы большой важности по исследованию планет были выполнены выдающимся русским астрономом и астрофизиком, пионером астроспектроскопических работ в России академиком А. А. Белопольским. В частности, А. А. Белопольскому принадлежит тщательное исследование вращения Юпитера вокруг своей оси [3], а также вращения колец Сатурна [4]. Применив спектроскопический метод исследования А. А. Белопольский первый на основе наблюдений показал, что кольца Сатурна состоят из множества мелких твердых тел, обращающихся вокруг планеты.

Особое значение в области изучения больших планет имеют работы крупного советского ученого, члена-корреспондента АН СССР Г. А. Тихова. Еще в первом десятилетии текущего столетия Г. А. Тиховым были проведены интереснейшие наблюдения планеты Марс В частности, в 1909 г. в Пулковской обсерватории им были впервые получены прекрасные фотографии этой планеты через светофильтры [5]. На основе данных снимков Г. А. Тихов сделал важные заключения о природе поверхности Марса. Г. А. Тиховым же были получены первые двухцветные фотографии Сатурна [6], означавшие начало колориметрического исследования этого небесного тела.

Весьма ценные результаты по исследованию членов солнечной системы получены советским академиком В. Г. Фесенковым. Его работой о распределении яркости на Юпитере [7], выполненной еще до 20-ых годов текущего столетия, фактически начинается поверхностная фотометрия протяженных небесных объектов, являющаяся мощным средством изучения планет.

Особенно широкое развитие планетоведения отмечается после установления Советской власти в нашей стране. Действительно, советские ученые сделали многое для получения новых сведений в области изучения тел солнечной системы. Благодаря многочисленным теоретическим и практическим работам, выполненным нашими учеными, физические свойства Луны и планет в Советском Союзе изучаются широко и углубленно.

Так, например, весьма важные и многочисленные исследования по изучению Луны и планет были выполнены советскими учеными Н. П. Барабашевым, В. Г. Фесенковым, Г. А. Тиховым, А. В. Марковым, В. В. Шароновым, Н. Н. Сытинской, А. Т. Чекирдой, Л. Н. Радловой и другими, о чем подробно рассказывается в первой советской обширной монографии по планетоведению Н. П. Барабашева [8].

Значительным достижением в области планетоведения явились работы о рассеянии света атмосферами планет, выполненные советскими учеными — академиком В. А. Амбарцумяном [9, 10] и В. В. Соболевым [11].

Крупным шагом вперед, — более высокой ступенью развития наших знаний о планетах, — являются теоретические исследования В. Г. Фесенкова и А. Г. Масевич [12], Н. А. Козырева ([13], стр. 118, [29]) и А. А. Абрикосова ([14], стр. 11), касающиеся внутреннего строения больших планет.

Необходимо отметить весьма интересную работу Г. А. Тихова, направленную на выяснение вопроса о растительности на Марсе, — вопроса, находящегося в тесной связи с изучением как физических свойств этой планеты, так и оптических особенностей земных растений. Трудами Г. А. Тихова и его сотрудников за последнее время заложены основы новой, специальной отрасли астрономических исследований, называемой астроботаникой [15].

Значительным вкладом в дело развития советской планетной космогонии является разработанная за последние годы академиком О. Ю. Шмидтом [16] и его сотрудниками теория происхождения Земли и планет, согласно которой планеты и их спутники образовались путем постепенного соударения и слипания частиц газово-пылевого облака, окружавшего Солнце в прошлом.

Однако, все это отнюдь не значит, что в этой области ныне нет большого количества неразрешенных задач, актуальных вопросов, ждущих изучения и освещения. Наоборот, на первом всесоюзном космогоническом совещании, созванном в Москве в апреле 1951 г. [13] и посвященном обсуждению теории О. Ю. Шмидта, отчетливо наметились проблемы, требующие дальнейшей разработки или же, — вовсе не разработанные. Это совещание поставило перед советскими учеными новые задачи, решение которых будет иметь первостепенное значение для исследования вопроса о происхождении и развитии солнечной системы.

Среди проблем, признанных первоочередными, в решениях первого космогонического совещания, названо также экспериментальное и теоретическое изучение атмосфер и поверхностей планет. Эти же вопросы помещены в число главных задач, поставленных перед советскими космогонистами в редакционной статье 1 тома сборника «Вопросы космогонии» [17], издаваемого с 1952 года по решению Президиума Академии наук СССР.

Из всех тел Вселенной самой близкой к Земле, и, поэтому, наиболее легко наблюдаемой и благоприятной для изучения, является планета, — в общем смысле этого слова, — Луна. Вместе с тем, изучение лунной поверхности представляет большой интерес не только собственно для выяснения вопроса о происхождении и развитии этого тела, а также и для более глубокого и цельного понимания проблем истории самой Земли.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Недаром Луна зачастую объединяет астрономические и геологические проблемы. Действительно, несомненно, что Луна имеет много общего с нашей Землей. Истории происхождения и развития этих тел, по всем данным, во многом должны быть похожи друг на друга, хотя, внешне, данное обстоятельство проявляется не вполне явно: поверхность Луны, вследствие отсутствия там разрушающих сил воды и атмосферы, представляет как образно выражается Ю. Франц [18], книгу «в которой мы можем прочесть ее историю», в то время когда земная поверхность постоянно подвергается непрерывному влиянию денудационного действия упомянутых факторов, в результате чего на ней почти нацело смываются следы прежних структурных особенностей. Таким образом, изучение лунной поверхности должно позволить распознать такие черты истории Земли, непосредственное наблюдение которых невозможно и судить о которых геология пока еще не может.

Однако, необходимо отметить, что легкость и благоприятные условия исследования Луны, о которых говорилось в предыдущем абзаце, надо понимать только в смысле изучения фотометрических, вообще, и морфологических свойств лунной поверхности Что касается изучения химического состава и физического состояния лунной коры, не говоря уже об ее более глубоких слоях, то здесь дело обстоит совсем иначе Ввиду того, что лунная поверхность не светится сама, а лишь отражает солнечный свет, наиболее мощный метод изучения — спектральный анализ, с помощью которого так уверенно определяются природа и состояние веществ самосветящихся небесных тел, находящихся на огромных расстояниях от нас, почти совсем нельзя применять к Луне

Для распознавания природы веществ, покрывающих лунную поверхность, приходится обращаться к косвенным методам, как например, к изучению отражательной способности, цвета, поляризации и других характеристик образований Луны

Хотя солнечные лучи, при отражении от лунной поверхности, претерпевают незначительные изменения, которые очень трудно использовать для каких-нибудь выводов относительно свойств материала, покрывающего Луну, тем не менее, тщательное исследование и тонкий анализ лунного света может дать крайне ценные и во многих случаях — довольно определенные указания, отвечающие на названные вопросы.

Из астрофизических способов определения природы веществ, составляющих лунную поверхность, одним из наиболее удобных и важных является метод измерения поляризации, который в последнее время все чаще применяется для исследования физической природы Луны.

Между тем, ряд особенностей поляризации света отражаемого деталями лунной поверхности (например, явление отрицательной поляризации) остаются неразъясненными Кроме того,до сих пор не имеется единодушия в оценке степени поляризации лунного света; одни исследователи (Н. П. Барабашев, Ландерер) получили втрое большие значения для этой величины, чем другие (Лио, Росс).

Здесь же надо отметить, что материалы прежних авторов недостаточны для суждения о сходстве веществ на поверхности Луны с теми или иными земными породами, так как большинство из этих авторов указывают только на максимальные значения степени поляризации, в то время как для сравнения лунных пород с земными необходимо иметь не столько величину угла максимальной поляризации, сколько сопоставление всего хода кривой поляризации с углом фазы

Названные авторы, кроме того, не точно фиксировали наблюдаемые места или же в поле зрения применяемых ими инструментов помещались

площади с довольно большими угловыми размерами, а между тем, поскольку разные места лунной поверхности могут быть совсем разными, в смысле их генезиса и состава, они должны различаться также и способностью поляризовать падающий на них свет.

Наконец, весь существующий наблюдательный материал по поляризации лунной поверхности накоплен в основном визуальным, а редко — фотографическим методами, стоящими, в смысле точности полученных результатов, ниже фото-электрического метода, ни разу до сих пор не применявшегося к Луне с упомянутыми целями.

Задачей настоящей работы является изучение поляризации деталей поверхности Луны на основе электрофотометрических наблюдений При этом, имеется в виду возможное сопоставление в будущем морфологических характеристик форм лунного рельефа с результатами их астрофизического изучения, а также сопоставление наблюденных кривых изменения степени поляризации лунных образований в зависимости от углов фазы, падения и отражения, с аналогичными же кривыми для земных пород.

Очень важно и представляет большой интерес интерпретирование полученных результатов с точки зрения генезиса лунных образований. В этом деле, как известно, до сих пор имеют место противоречивые взгляды на основной вопрос — образованы ли детали лунного рельефа эндогенными силами или экзогенными.

В связи с этим, значительную ценность представляет появившаяся относительно недавно важная монография советского исследователя А В. Хабакова [19], в которой автором разработана теория последовательности образования форм лунного рельефа. А. В. Хабаков приводит в своей монографии убедительные доводы в пользу происхождения образований лунной поверхности внутренними, присущими процессам в недрах самой Луны, силами.

Было бы интересно выявить типичные особенности лунных местностей, где поляризация особенно высока или особенно низка, а также сравнить между собою поляризационные свойства лунных деталей существенно различных по генезису (согласно А. В. Хабакову) или по другим характеристикам — альбедо, цвет и т д.

Излишне подчеркивать то, что наша работа в какой то степени отвечает и тем конкретным задачам, которые ныне выдвигаются проблемами, связанными с астронавтикой

В заключение надо отметить, что инициатива постановки опытных наблюдений в Абастуманской астрофизической обсерватории для выяснения возможности изучения поляризационных свойств лунной поверхности с помощью существующего здесь звездного электрофотометра, принадлежит известным советским исследователям Луны А. В. Маркову и А. В Хабакову. Именно в соответствии с их идеями были начаты с осени 1950 г. систематические наблюдения отдельных объектов лунной поверхности через поляроид, приспособленный к упомянутому инструменту. Фактически наблюденный материал, его обработка и обсуждение результатов составляют содержание настоящей работы.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Глава первая

ПРОБЛЕМЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛУННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

§ 1. Краткая история вопроса

Интерес к природе лунной поверхности в отдельных случаях проявлялся еще в древние времена. Но, естественно, что для объяснения видимого рисунка поверхности Луны мыслители тех времен, вследствие отсутствия у них прямых доказательств, часто создавали разные несостоятельные и в некоторых случаях — довольно курьезные гипотезы.

Первые, весьма правдоподобные высказывания по вопросу о лунной поверхности принадлежат пифагорейцам (V век до н. э.), которые объясняли видимый лик Луны ее собственным рельефом. Однако, впоследствии все же укрепилось — и надолго, — мнение о том, что поверхность Луны должна представлять собой зеркально отражающий гладкий шар, вследствие чего, как будто мы на поверхности Луны, как в зеркале, видим очертания земных морей и материков.

Причина долговечности гипотезы о зеркалообразности лунной поверхности лежит в том большом авторитете, которым обладал автор этой гипотезы, древнегреческий философ Аристотель (384—322 гг. до н. э.), впервые доказавший шарообразность Луны на основании изучения ее фаз.

Эти представления удержались до начала XVII века, пока великий итальянский ученый Галилей не направил на Луну впервые им примененную для астрономических наблюдений подзорную трубу и окончательно установил, что «Луна представляет собой тело, подобное Земле», а стало быть, наблюдаемый невооруженным глазом общий рисунок поверхности Луны зависит, главным образом, от ее рельефа. Галилей же, а также Лагалл и Шейнер с помощью зрительной трубы составили первые рисунки, описывающие поверхность Луны.

В 1635 г. были выполнены «очень хорошие», по характеристике Ю. Франца [18], рисунки Луны Мелланом, Гассенди и Пейрешем. В дальнейшем, составлением лунных карт занимались Гевелиус (Гевельке), Риччьоли, Майер, Шретер, Шмидт и многие другие астрономы и любители астрономии, о которых можно найти сведения в специальных работах по истории селенографии (см., например, Ю. Франц [18], Ф. Фаут [20], а также К. Баев и Ю. Шишаков [21].

С успехом было начато фотографирование Луны после открытия фотографического процесса. На основе полученных фотографий было составлено множество лунных атласов, среди которых до сегодняшнего дня заслуженным успехом пользуется атлас, опубликованный французскими учеными Леви и Пюизё [22] в 1894 г.

В русской селенографической литературе известен хорошо выполненный С. Гальперсоном карманный «Атлас Луны» [23], вышедший в 1918 г.*.

Следует отметить, что во всех существующих картах и атласах Луны, для обозначения образований лунной поверхности употребляются термины, введенные Гевелиусом по аналогии с земными географическими названиями и, в основном, Риччьоли — по именам известных людей и по поэтическим эпитетам.

В результате систематической работы астрономов над изучением лунной топографии, в настоящее время поверхность Луны в общих чертах изучена в этом отношении, пожалуй, точнее и равномернее, чем поверхность Земли.

Исследования альбедо, окраски, спектров и поляризационных свойств лунной поверхности развернулись только в XX веке, причем ведущее положение в этом деле заняли русские и советские ученые. Весьма важные работы были выполнены нашими учеными: Н. П. Барабашевым, А. В. Марковым, В. Г. Фесенковым, В. В. Шароновым и другими, о чем мы будем подробнее говорить ниже, при рассмотрении вопроса о методах исследования лунной поверхности (§ 4 и § 6).

Особенно надо отметить, еще раз, представляющую большую ценность для селенографии монографию [19] советского геолога А. В. Хабакова. В этой весьма интересной работе автор, применяя метод геоморфологического анализа, с большой убедительностью устанавливает наличие временной последовательности в образовании разных форм лунной поверхности.

Советские ученые все больше и больше обогащают область селенографии своими исследованиями, чем они успешно выполняют и развивают «план физического исследования поверхности Луны» [24], предложенный еще в 1873 г. русским профессором физики Ф. Ф. Петрушевским.

§ 2. Особенности рельефа лунной поверхности

Сразу же после изобретения телескопа стало известно, что поверхность Луны покрыта многочисленными своеобразными кольцевыми горами — цирками и кратерами. Цирками были названы сравнительно большие округлые горы, размеры которых в поперечнике иногда превышают 200 км, а кратеры представляют собой меньшие кольцевые образования. По существу, цирки и кратеры—однотипные образования и резкого различия между ними установить нельзя.

По мере развития телескопа все увеличивалось количество обнаруживаемых на Луне кольцевых гор и, в настоящее время, наблюдая с помощью мощных приборов, их насчитывают тысячами и даже десятками тысяч. Крошечные кратерные ямки разбросаны по всей поверхности Луны. Они располагаются на темных местах — лунных морях, представляющих собой равнинные области среди множества гор, на отличающихся своим светом горных местах — материках, и даже на пологих склонах больших кратеров и цирков.

* В наше время вполне созрел вопрос о составлении большого современного лунного фотографического атласа, что весьма необходимо для решения многих спорных задач, связанных с изучением морфологических свойств лунного рельефа и его возможного изменения.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

На фотоснимках полученных современными большими инструментами, можно заметить кратеры, размерами 3—5 км, в диаметре, а визуальными наблюдениями, правда с трудом, замечаются и еще меньшие кратерные образования — с поперечниками в несколько сот метров.

Для многих кольцевых гор Луны (особенно для кратеров) характерны одна или несколько вершин конической формы, которые помещаются на дне кратера и поднимаются над ним более или менее высоко, не достигая уровня верхней части вала кратера. Высота кольцевых валов у цирков и кратеров достаточно значительна: для некоторых валов она составляет шесть с лишним километров. Дно же кольцевых гор представляет собой глубокую впадину с крутыми обрывами.

На лунной поверхности имеются также более или менее близкие к конической форме горы. Они или разбросаны в отдельности или же расположены цепями преимущественно по берегам морей Лунные горы относительно выше земных. высота самых больших лунных гор достигает 8 км; одна кольцевая возвышенность в области южного полюса Луны имеет высоту даже около 9 км или — лишь на немного меньше максимальной высоты земных вершин.

В различных частях Луны видны тянущиеся на сотни километров и иногда слегка изогнувшиеся узкие и глубокие образования, называемые «бороздами» или трещинами. Чаще всего трещины встречаются в горных областях, около кратеров Иногда они помещаются даже на дне кратеров. Вообще говоря, вся поверхность Луны сильно изрыта многочисленными разломами разнообразных видов

Самыми интересными деталями лунной поверхности считаются радиально исходящие от центров ряда кратеров длинные светлые полосы или лучи, особенно выделяющиеся во время полнолуния Эти лучи тянутся на сотни и, в некоторых случаях, даже на тысячи километров по обширным областям лунного диска, покрывая на своем пути все, безразлично, образования лунной поверхности кольцевые горы, горные хребты и долины.

Разгадка природы светлых полос до сих пор остается одною из труднейших задач селенологии Из разных предположений по этому поводу отметим здесь мнение Н. П Барабашева [25]. основанное на собственных наблюдениях, произведенных в Харькове, над светлыми лучами и над порошкообразными и изрытыми поверхностями По Н П. Барабашеву светлые лучи должны представлять собой такие области лунной поверхности, которые еще более изрыты и более пористы по сравнению с окружающей их поверхностью и имеют более высокое альбедо. Эти образования не могут состоять из порошкообразных веществ с достаточно мелкими зернами, так как в этом случае закон отражения света от них мало отличался бы от закона Ламберта. В действительности же наблюдается обратное положение отражение света от лунных светлых полос происходит точно так же, как и от других образований Луны По, как показали исследования Н. П. Барабашева и А. В. Маркова [26, 27, 28], закон Ламберта совершенно неприменим ни к каким областям лунной поверхности.

Весьма интересен вопрос об изменениях на Луне, возникший в особенности в 1866 г. в связи с тем, что на месте нахождения кратера Линнея, отмеченном прежними наблюдателями на картах, как достаточно большой объект с поперечником около 10 5 км. Шмидтом был найден лишь маленький кратер с диаметром около 0 5 км. Последующие промеры, выполненные рядом селенографов, приводили к разным результатам в оценке размера этого кратера

В 1950 году мы, совместно с такими опытными наблюдателями, как А. В. Марков и А. В. Хабаков, наблюдали с помощью Абастуманского 40-см визуального рефрактора на этом месте пологий кратер, поперечник которого был оценен около 8 км. Точнее говоря, мы увидели лишь западную половину кратерного вала, который отбрасывал тени вследствие низкого положения Солнца.

Одни наблюдатели думали, что область Линнея действительно подвергалась физическим изменениям, другие же, как например Ф. Фаут [20], совсем отрицали всякие возможности какого-либо физического изменения в рельефе лунной поверхности и говорили, что «кратер Линнея никогда не выглядел иначе, чем в настоящее время». Некоторые наблюдатели отмечали абсолютное «исчезновение» кратера Линнея, а на том месте, где должно было быть это образование, видели какое-то помутнение и объясняли это обстоятельство тем, что Линней, якобы, становится иногда невидимым благодаря облакам, покрывающим его временами.

Допуская существование, на рассматриваемом месте лунной поверхности, большого низкого кратера с поперечником 8—10 км, в центре которого находится другой маленький кратер [30], упомянутое выше разногласие в оценке размера кратера Линнея можно объяснить тем, что разные наблюдатели измеряли диаметры разных кратеров

Однако, нет единодушия и в оценке предполагаемого маленького кратера Линнея. Так, разные наблюдатели с 1866 г. по 1921 г. оценивали поперечник этого кратера от 0.4 км до 3 5 км [30]. Разрешению последнего противоречия могут способствовать наблюдения Захарова и Н П. Барабашева По утверждению наблюдателя Захарова в кратере Линнея есть две части: жерло около километрового размера и наружный вал поперечником около 2 километров [31].

В случае справедливости такого утверждения, находящегося в согласии с наблюдениями Н П Барабашева ([8], стр 171), можно объяснить и расхождение в размерах этого кратера также тем, что оно, должно быть, зависит от того, — поперечник какого именно объекта измерялся.

Никто из астрономов не сомневается в том, что в настоящее время не происходит более или менее резкого изменения лунного рельефа. В таком стабильном положении лунная поверхность, повидимому, находится в течение по крайней мере последних 100—150 лет В противном случае такие изменения обязательно были бы замечены селенографами. Однако, это вовсе не значит, что на лунной поверхности не происходит абсолютно никаких изменений Наоборот, вполне допустимы слабозаметные для земного наблюдателя, изменения лунного рельефа, объясняемые как остатками вулканизма на Луне и падениями метеоритов на лунную поверхность, так и растрескиванием и разрушением лунных пород вследствие очень резкого колебания температуры. В частности, некоторые исследователи, как например Н. П. Барабашев [8], объясняют изменения кратера Линнея вулканическим действием

Кроме случая кратера Линнея на лунной поверхности указывалось и на другие случаи исчезновения (кратер Альхазен), появления (кратер около кратера Гигинуса) и изменения формы (кратеры Мессье) лунных образований, а также изменения оптических свойств (яркости и окраски), при одинаковых условиях освещения, частей лунной поверхности (как, например, перемены вида поверхности на дне Платона и изменения светлого пятна около Линнея).

Рассмотрев подробно вопрос о физических особенностях лунной поверхности и ее возможных изменениях, А. В. Марков [30, 32] пришел

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

к заключению, что для окончательного установления наличия или отсутствия на Луне каких-либо перемен рельефа за полвека необходимо создание фотографического атласа Луны, не уступающего по масштабу и детальности известному парижскому атласу. Наличие такого атласа дало бы возможность сравнить документально строение лунного рельефа ныне и около 50 лет тому назад.

Ясно, что для всестороннего исследования Луны, наряду с изучением морфологических свойств ее деталей, с еще большей настойчивостью должно вестись и расширяться изучение физических свойств тех же деталей. Такое исследование лунной поверхности возможно несколькими астрофизическими методами, среди которых одним из мало применявшихся, но многообещающим, является поляриметрический метод исследования, использованный в данной работе.

§ 3. Основные гипотезы, объясняющие морфологические особенности лунного рельефа

Для объяснения происхождения лунных образований было предложено несколько гипотез, которые в зависимости от характера выдвинутых аргументов разделяются на две группы: эндогенные или базирующиеся на действии внутренних сил и экзогенные или основанные на действии внешних сил. Эндогенные гипотезы со своей стороны делятся на: вулканическую, плутоническую или пузырную и гейзерную, а экзогенные — на: метеоритную, приливную и ледяную. Подробный разбор этих гипотез дается в статье А. В. Маркова [33]. Здесь мы будем говорить сравнительно подробно только о двух: вулканической и метеоритной гипотезах, имеющих сторонников и в настоящее время, и лишь слегка коснемся остальных гипотез, несостоятельность которых так или иначе вскрыта и которые сохранили лишь исторический интерес.

По высказанной еще в XVIII столетии английским ученым Гуком плутонической или пузырной гипотезе лунные кольцевые горы представляют собой остатки лопнувших пузырей, образовавшихся на поверхности густой застывавшей лавы, вследствие напора нагретых газов из недр Луны.

Гейзерная гипотеза предполагала наличие в прошлом на лунной поверхности мощных гейзеров. Допуская при этом существование в то время атмосферы на Луне и, стало быть, возможность действия ветров, этой гипотезой объяснялось возникновение всех кратеров с лучевыми системами.

Гипотеза приливов, предложенная французским астрономом Фаем в прошлом столетии, объясняла происхождение лунных кольцевых гор периодическими излияниями лавы на поверхность Луны через разломы коры. Причиной извержения магмы эта гипотеза считала вызванную под влиянием земного притяжения приливную волну в жидком ядре Луны. Подразумевалось также, что Луна тогда быстро вращалась вокруг собственной оси.

Автором «совершенно абсурдной», по выражению А. В. Маркова [30], ледяной гипотезы считается Эриксон. По мнению Эриксона лунная поверхность была покрыта толстым слоем льда; кольцевые горы произошли под действием солнечного тепла в ледяной коре Луны. В последствии к ледяной гипотезе возвратился немецкий астроном Фаут [20], который приписывает большое значение полному обледенению лунной коры в процессе образования лунного рельефа. По Фауту, обледенение

должно иметь место, т. к. Луна подвергается действию ничем не ослабляемого холода мирового пространства, имеющего температуру около абсолютного нуля.

Наиболее правдоподобными и, поэтому распространенными, хотя и вызвавшими, продолжающуюся и в данное время длительную полемику, являются метеоритная и вулканическая гипотезы.

Сторонники разных вариантов метеоритной или, как иногда называют ее, баллистической гипотезы, высказанной впервые немецким астрономом Груйтгуйзеном, еще в 1827 г., стараются объяснить происхождение лунных кольцевых гор падением на Луну метеоритов.

Луна, по этой гипотезе, когда-то попала в густой рой небесных камней. Это было время, когда она еще представляла собой раскаленное тело; однако Луна тогда имела гладкую поверхность, покрытую тонкой и недостаточно затвердевшей коркой. Если, кроме этого, предположить, что в те отдаленные времена Луна вовсе была лишена атмосферы или же имела настолько ничтожную атмосферу, что действием ее можно было пренебречь, то представляется ясным, что метеориты могли свободно падать прямо на Луну, не будучи задержаны некоей, подобно земной, воздушной броней — атмосферой, в которой метеориты рассыпаются. Наиболее крупные метеориты оставляли на лунной поверхности следы падений в виде правильных круглых валов, каковые и наблюдаются в настоящее время.

Гипотеза падения метеоритов была поддержана многими селенологами мира. Особенно широкую известность эта гипотеза получила после того, когда крупный немецкий геофизик Вегенер [34] выступил с ее горячей защитой.

Вегенер в 1919 г. произвел опыты по искусственному воспроизведению лунных кратеров. Для этого он насыпал на ровную поверхность толстый слой порошка и затем сверху бросал ложкой определенное количество рыхлого порошка цемента или гипса. Таким путем Вегенер получил целый ряд образований, которые во многом были похожи на лунные кольцевые горы.

Аналогичные опыты были произведены совсем недавно в Ростове-на Дону П. Ф. Сабанеевым [35]. Опыты П. Ф. Сабанеева показали, что центральные возвышения, похожие на лунные кратерные горки, получаются в ряде случаев из падающего материала, в то время как у Вегенера такие образования получались из насыпанного на поверхность уплотненного вещества, и то только тогда, когда под ним близко залегало твердое основание. Кроме того, П. Ф. Сабанееву, в отличие от результатов Вегенера, удалось иллюстрировать одновременное образование кратеров и их венцов лучей.

Увлекшись метеоритной гипотезой происхождения лунного рельефа, еще дальше пошли американские астрономы Айвс и Болдуин. Айвс [36] в 1919 г. производил опыты метания бомб с самолетов. Полученные от взрывов авиабомб воронки внешне очень напоминали лунные кольцевые горки и даже — похожие на светлые лучи образования. Болдуин [37] тоже занимался сравнением лунных образований с воронками, получавшимися от бомбардировок Германии авиабомбами во время второй мировой войны. Кроме этого он делал также сравнения лунных кратеров с метеоритными кратерами Земли.

На основе полученных результатов Болдуин вовсе отбрасывает все существующие гипотезы, помимо метеоритной, и приходит к заключению, что наиболее вероятной причиной образования лунного рельефа надо считать падение гигантских метеоритов на скалистую лунную по-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

верхность и их взрывы. Освобожденная, по Болдуину, энергия от миллионов таких столкновений за все время жизни Луны превратила ее скалистую поверхность в исковерканный пустырь.

Однако, необходимо сказать, что, рассматривая лунную поверхность с точки зрения ее происхождения, Болдуин «не использует всего основного материала по описанию строения лунного рельефа» и «очень предвзято рассматривает сходность полученных им статистических диаграмм с выводами метеоритной гипотезы», как это справедливо пишет А. В. Марков [30]. Достаточно, например, отметить, что Болдуином вовсе игнорирован парижский фотографический атлас Луны [22].

Рассмотрев метеоритную гипотезу мы увидели, что она внешне не плохо объясняет происхождение лунного рельефа. Но это только внешне. Стоит познакомиться с ней близко, разобраться в ее деталях и окажется, что метеоритная гипотеза страдает серьезными недостатками.

Одним из основных недостатков всех видов метеоритной гипотезы, как это отмечал акад. В Г. Фесенков [38] еще в 1917 г., надо признать то, что ее можно применить только для объяснения происхождения отдельных форм лунной поверхности—кольцевых гор, в то время как все лунные образования находятся между собою в определенной генетической связи. Метеоритная гипотеза, помимо этого, не может объяснить многих характерных деталей строения лунных кратеров. Далее, по требованию этой гипотезы, необходимо наличие весьма проблематичных больших метеорных масс, достаточных для образования грандиозных лунных цирков, не имеющих по величине никаких аналогов на земной поверхности.

Ввиду перечисленных здесь, а также и некоторых других причин, в настоящее время большинство селенологов считает, что метеоритная гипотеза не в состоянии объяснить происхождение лунного рельефа и, поэтому, ее надо оставить.

Следующей, наиболее распространенной, как уже отметили, гипотезой происхождения лунных образований является вулканическая гипотеза. Согласно этой гипотезе лунные кольцевые горы представляют собой в настоящее время уже потухшие вулканы, подобные земным.

Вулканической гипотезой происхождения лунного рельефа были увлечены многие селенографы, среди которых некоторые, как например Гершель [20], даже утверждали, что они будто бы собственными глазами видели извержение огненных масс на лунной поверхности. Высказывались разные варианты вулканической гипотезы, из которых наилучшей считается гипотеза, предложенная известным русским геологом, профессором Московского университета, академиком А. П Павловым [39]

По мнению А П Павлова, возникновение лунных кольцевых гор можно представить следующим образом. Когда-то на лунной поверхности, вследствие подъема раскаленной лавы из недр Луны, образовались лавовые озера. Лава кипела и ее уровень периодически поднимался и опускался, так что иногда она заливала берега и образовывала кольцевые валы, которые, с течением времени, могли сильно увеличиваться по высоте. Затем лава постепенно остывала и ее уровень понижался (часто значительно ниже общего уровня окружающей местности), вследствие чего к концу процесса получалась кольцевая гора с более или менее плоским дном

Нередко, в одном или нескольких местах дна кратера, под влиянием внутреннего давления возникали новые, более слабые очаги плавления, дававшие начало центральным горкам или сравнительно небольшим вторичным кратерам перелива. В подтверждение своей гипотезы происхождения лунных кольцевых гор А. П. Павлов приводит пример лунного кратера Варгентина, как бы нарочно сохранившегося в виде наполненного застывшей лавой почти до краев. В случае Варгентина, повидимому, лава не успела осесть и ее поверхность осталась плоской—произошла как бы круглая столовая гора с плоской вершиной.

Вероятность происхождения лунных кольцевых гор указанным А. П. Павловым путем, подкрепляется тем, что на земной поверхности найдено лавовое озеро в кратере Килауэа (на одном из Гавайских островов в Тихом океане), которое, правда, имеет незначительные размеры (конус кратера заканчивается 4,5 километровой кальдерой), но оно по своим свойствам в достаточно хорошем согласии с гипотезой А. П. Павлова

С точки зрения вулканической гипотезы акад. А. П. Павлов объясняет также происхождение лунных морей и светлых лучевых систем. В частности, согласно А. П. Павлову, лунные моря могли, очевидно, образоваться в одну из ранних фаз развития лунной поверхности, в виде колоссального очага плавления (лавовое озеро), тогда еще не толстой лунной коры Что касается светлых полос, отходящих от некоторых кратеров, А П. Павлову представляется возможным предположить, что они являются следами когда то происходивших над лунной поверхностью давлений ее атмосферы, богатой вулканическими газами и парами. Эти последние действовали на твердые вещества лунной поверхности и изменяли ее цвет. Более вероятно, что газы и пары во время охлаждения осаждали твердые и белые, как снег, минеральные вещества Связь лучевых систем с некоторыми кольцевыми горами, по А. П Павлову, можно объяснить тем, что эти горы были одними из последних очагов, доставляющих газообразные вещества в лунную атмосферу. Они представляли собой как бы центры возникновения атмосферных течений, отлагавших на своем пути полосы твердых минеральных осадков белого цвета.

Гипотеза о чисто вулканическом происхождении лунных цирков и кратеров была поддержана многими геологами последнего времени. Таково, например, мнение геологов Зюсса, Шпурра, Дана и других В 1944 г. появилась монография американского геолога Сперра [40], в которой автор становится на позицию существования вулканизма на лунной поверхности в прошлые эпохи. Однако, надо сказать, что рассматривая с точки зрения геологии, Сперр «в своих эскизах слишком схематизирует лунный рельеф» [32].

Весьма интересную монографию об истории развития поверхности Луны опубликовал в 1949 г. советский геолог А. В. Хабаков [19]. Рассматривая последовательно современное состояние изученности лунной поверхности и основные способы ее исследования, физические условия определяющие характер лунного рельефа, а также формы лунной поверхности, их генезис и относительный возраст, А. В. Хабаков в конце своей монографии делает важные заключения о возникновении разнообразных форм лунного рельефа.

По утверждению А. В Хабакова в истории лунной поверхности можно заметить определенную периодичность событий: по всей вероятности, имело место чередование образования морей и кольцевых гор Намечаются по крайней мере пять (а может быть даже шесть) основных периодов истории развития поверхности Луны.

Прослеживая рельеф от форм самого новейшего периода к более древним, А В. Хабаков считает, что ближайшей, предшествовавшей непосредственно настоящему времени полного покоя, стадией истории лунной поверхности является период возникновения кратеров типа Коперника. Поэтому, этот период может быть назван **новейшим** или **коперниковским периодом**. Для образовавшихся в копер-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

никовский период кольцевых гор характерны небольшие размеры, сравнительно узкие жерла и многочисленные признаки взрывного характера извержений с венцами лучистых выбросов.

До коперниковского периода на Луне происходили процессы, обусловившие возникновение т. н. Великого пояса лунных морей. В частности, тогда произошло окончательное формирование и самой большой впадины лунной поверхности—Океана Бурь, вследствие чего эта эпоха называется океанским периодом.

В предшествующую океанскому периоду, более древнюю эпоху развития лунной поверхности возникло подавляющее большинство кольцевых гор, сохранившихся на Луне до настоящего времени. Этот период, по появляющимся тогда циркам типа Птоломея, получил название птоломеевского или среднего периода. В течение среднего периода образовались также цирки, покрывающие материковые щиты у полюсов и большие цирки, известные под именем кратеров-фантомов, которые впоследствии были частично залиты или «затоплены» в результате появления новых лавовых морей и, поэтому, имеют вид относительно светлых колец, выступающих на более темном фоне моря.

Отметим, кстати, здесь же, что относительно происхождения кратеров-фантомов, взамен выше приведенного, широко распространенного мнения, В. В. Шаронов [41], отличая кратеры-фантомы пониженным яркостным фактором от «полузатопленных кратеров», предлагает два следующих возможных объяснения. 1) Можно, с точки зрения эндогенной гипотезы, допустить, что во время погружения кратера в лаву, часть вещества его вала и центральной горки растворялась и образовался сплав, который затем поднялся на поверхность и застыл там в виде более светлого вещества. Аналогичный эффект, может дать и позднейшее выделение газов с поверхности обожженного вала. 2) С точки зрения метеоритной гипотезы, принимая во внимание предполагаемые сильно различные механические свойства лунных материков и морей, по В. В. Шаронову, допустимо еще такое объяснение. Вещества материков и морей реагируют на взрывной эффект метеоритов различно: взрывы на светлом материале материков сопровождаются образованием глубоких кратерных воронок, в то время как на более твердом и темном веществе морей образуется только незначительное количество пылеобразных продуктов. Собираясь в основном в центре взрыва и на расстоянии, близком к наибольшей—при данной скорости выброса—дальности, как это вытекает из работы К. П. Станюковича [42], эти продукты образуют «пылевые узоры» или кратеры-фантомы на гладкой поверхности моря.

Соглашаясь с первым объяснением, как с одним из возможных путей возникновения кратеров-фантомов, нам кажется, что второе объяснение вызывает серьезное сомнение. Действительно, оставляя в стороне возражения вообще против метеоритной гипотезы происхождения лунного рельефа, непонятно почему метеориты, падая на «твердую поверхность» одних и тех же морей, в одних случаях образовали лишь «пылевые узоры», а в других—глубокие кратеры с высокими валами, которые отбрасывают большие тени в случае низкого положения Солнца над ними? Ведь есть случаи, когда на поверхность лунных морей рядом с кратерами-фантомами находятся и настоящие, если так можно выразиться, кратеры?

Возвращаясь к перечню периодов горообразования на Луне, по А. В. Хабакову, отметим, что птоломеевскому периоду истории лунной поверхности предшествовал так называемый древний или алтайский период. Это была самая ранняя эпоха образования лунных впадин, исчезнувших впоследствии под возникшими цирками. Доказательством существования этой эпохи А. В. Хабаков считает уцелевший обрыв хребта Алтайских гор, который, повидимому, представляет собой остатки побережья бывшего в древности на этом месте какого-то огромного кругового моря.

Доалтайский или древнейший период,—так называет А. В. Хабаков еще более раннюю эпоху истории развития лунной поверхности. В эту эпоху, повидимому, происходило кратерообразование, о чем можно «только догадываться по фестончатой изъеденности древнего края Алтайских гор», доказывающей возникновение более древних кольцевых гор.

Последним—шестым, следуя принятому А. В. Хабаковым порядку, или первым, судя по хронологической последовательности, периодом истории лунной коры, можно считать еще более раннюю—первоначальную эпоху. Существование этой эпохи, правда, крайне трудно доказуемо, но не исключено. В этот период кольцевых гор было еще сравнительно немного. Обычным видом лунного рельефа тогда являлась господствующая холмисто-бугристая или гребнисто-корковая поверхность, которая напоминала шлаковую поверхность лав. От этого периода, повидимому, сохранились некоторые участки кордильер и древние равнины, почти лишенные кратеров.

Как видно, развитие лунной поверхности, по А. В. Хабакову, имело не случайный, а вполне закономерный характер. По всем признакам рельеф Луны является следствием длительной и многофазной внутренней эволюции физического состояния недр планеты. Поэтому, можно, в широком смысле слова, сказать, что лунный рельеф есть рельеф вулканогенного происхождения. Единственной формацией лунной поверхности, морфологически сходной с описанными на Земле метеоритными кратерами, являются крохотные «кратеры-лунки». Эти образования в отличие от всех других, рассеяны на поверхности чисто случайно. Они не имеют никакой связи со структурой местности.

На основе вулканической гипотезы А. В. Хабаков дает также объяснение происхождения светлых лучей. Эти образования, по всем признакам, возникли вследствие выброса раскаленных веществ из некоторых кратеров. Процесс выбрасывания материи, повидимому, имел продолжительный характер. По временам происходили интенсивные выбрасывания веществ, следующие после мощных взрывов. На это указывает многоярусность венцов кратерных лучей. Тот, удивительный с первого взгляда, факт, что лучи некоторых кратеров (например кр. Тихо) простираются на огромные расстояния, можно объяснить малым напряжением силы тяжести на Луне. Незначительность этой силы (она, как известно, в среднем равна около $\frac{1}{6}$ притяжения на земной поверхности) намного могла способствовать вулканической активности на Луне.

Главным возражением против вулканической гипотезы происхождения лунного рельефа считают факт отсутствия воды и газов на лунной поверхности. Действительно, из многочисленных разносторонних наблюдений давно уже установлено, что Луна не имеет заметной атмосферной оболочки. То же самое подтверждается и точными исследованиями последнего времени.

Так, например, московский астроном Ю. Н. Липский [43, 44], применяя поляризационный метод обнаружения лунной атмосферы, предложенный акад. В. Г. Фесенковым, нашел, что плотность лунной атмос-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

феры у ее поверхности в 10^4 раз меньше соответствующей плотности земной атмосферы, а масса вертикального столба лунной атмосферы, с основанием в 1 см^2, составляет $\frac{1}{2000}$ массы подобного столба земной атмосферы, если считать, что химический состав этих атмосфер одинаков. М. Г. Каримов [45], сомневаясь в совершенстве примененного Ю. Н. Липским инструмента, основывается на собственных визуальных наблюдениях с помощью коронографа и считает, что атмосфера Луны в 10^8 раз более разрежена, чем атмосфера Земли.

С другой стороны хорошо известно, что при извержениях земных вулканов выделяется огромное количество газов и паров воды. Если это так, то, в случае справедливости вулканической гипотезы происхождения лунного рельефа, становится непонятным—почему в настоящее время Луна лишена более или менее заметной атмосферы. Ведь, даже при предположении, что на первобытной Луне не было атмосферы, последняя должна была появиться на ней вследствие вулканических явлений. Это кажущееся препятствие легко объясняется при помощи кинетической теории газов, по которой, скорости непрерывно движущихся газовых молекул зависят от их массы и температуры.

На основании этой теории установлено, что для каждого небесного тела существует т н. критическая скорость, зависящая от его массы и представляющая ту предельную скорость, при которой сила притяжения данного тела еще способна удерживать находящиеся над его поверхностью молекулы от улетучивания. Для лунной поверхности эта скорость составляет всего 2.38 км/сек. Температурные же условия на Луне таковы, что скорости газовых молекул там намного могут превышать их критические скорости. Таким образом, становится понятным, что если на Луне когда-нибудь существовала атмосфера значительной плотности, она обязательно рассеялась бы в мировом пространстве ввиду слабой притягательной силы Луны. Ясно также, что по этой же причине на Луне не может существовать и вода ни в жидком, ни в ледяном, ни в парообразном состоянии.

Однако, некоторые газы, как, например, углекислота, кислород и азот, а также изобилующий в земной атмосфере аргон с атомным весом 40, имеют среднюю молекулярную скорость около 0.5 км/сек., вследствие чего, как указывает В. Г. Фесенков [46, 47], они при нормальной температуре должны были бы оставаться на лунной поверхности практически до настоящего времени. Исходя из этого положения, В. Г. Фесенков считает причиной отсутствия заметной атмосферы на Луне ее высокую первоначальную температуру. По его мнению, нижний предел лунной температуры, при выделении газов из вулканов, должен был быть 600—800 градусов.

Из предположения о прошлом раскаленном состоянии Луны исходит также А В. Хабаков [19] при изложении своих взглядов об истории развития лунной поверхности Разделяя теорию Дж. Дарвина, А. В. Хабаков считает, что в далеком прошлом Луна, будучи раскаленной, вращалась вокруг своей оси гораздо быстрее, чем в настоящее время. Таким же быстрым было ее обращение вокруг Земли, т. к. Луна находилась достаточно близко к Земле В ту пору сжатие лунного шара у полюсов должно было быть значительным С течением времени, в результате действия приливных сил, вращение Луны замедлялось и вместе с этим она удалялась от Земли Постепенно Луна остывала и уменьшалось ее сжатие у полюсов, пока оно не стало чрезвычайно незначительным, как это наблюдается в настоящее время Вследствие такой перемены общей формы Луны, происходили изменения и на ее затвердевшей поверхности, причем, разные области подверглись различным действиям. Полярные шапки испытали разломы и мощные поднятия, в то время как в экваториальных частях произошли грандиозные опускания, вызвавшие образования обширных морей, опоясывающих полосой Луну.

Необходимо отметить, что мысль о раскаленном начале Луны находится в противоречии с теорией акад. О Ю. Шмидта [16] о происхождении Земли и планет. Действительно, по убеждению О. Ю Шмидта, Луна, как и другие тела солнечной системы, целиком образовалась в процессе объединения мелких частиц — метеоритов и, поэтому, сначала была холодной. По О. Ю. Шмидту для объяснения происхождения лунного рельефа с помощью вулканической гипотезы, совсем необязательно допущение, что Луна была раскаленным телом в начале ее образования. Так, например, через определенное время после образования Луны, в недрах последней должно было начаться радиоактивное разогревание, вызывающее вулканические извержения с лавовыми потоками и с возникновением кратеров.

Следует, однако, сказать, что с этой точкой зрения О. Ю Шмидта не согласен В. Г Фесенков ([13], стр. 57), по мнению которого радиоактивные процессы не могли развиваться на Луне с такой силою, чтобы объяснить столь резкое затухание внутренней деятельности, какое, повидимому, имело место там за последние полмиллиарда лет. Нельзя, как указывает В. Г. Фесенков, признать радиоактивность единственным источником внутренней энергии планет, в том числе и Луны. Несомненно должны существовать и другие источники. Вовсе отрицая метеоритное происхождение лунного рельефа, В. Г. Фесенков [13, 48], например, приходит к убеждению, что структура лунной поверхности целиком определяется тектонической и, в частности, вулканической деятельностью.

Таким образом, вопрос о физическом состоянии Луны в момент своего происхождения получает два диаметрально противоположных истолкования: одни считают, что в то время Луна была раскаленным телом, а другие—холодным.

Отметим в заключение, что обсуждение наблюдательного материала дало автору данной работы возможность, как это увидим дальше, высказать некоторые соображения в пользу вулканической гипотезы происхождения образований лунной поверхности.

§ 4. Различные методы и основные результаты исследования лунной поверхности

Подробные сведения о методах изучения физических условий на Луне изложены в книге Н. П Барабашева [8] В ней же рассказывается о полученных применением этих методов результатах наблюдений

Одним из основных методов наблюдения лунной поверхности доныне остается визуальное наблюдение с помощью телескопа. Несмотря на весьма удачные применения наряду с ним и других методов (фотография, электрофотометрия, радиометрия), непосредственные наблюдения через телескоп с сильным увеличением все еще могут дать интересный материал для суждения о физических условиях на Луне Только применение этого метода дает возможность различать тонкие детали Луны, недоступные для фотографии, а это крайне необходимо для изучения морфологических особенностей лунного рельефа. С помощью визуальных зарисовок составлены прекрасные карты Луны, во многих отношениях ничем не уступающие фотографическим картам.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Огромное значение имеет использование фотографии для наблюдения Луны, что осуществляется с середины XIX века. Фотография открыла новые пути изучения Луны. Общеизвестны преимущества фотографического метода наблюдения перед другими методами. Из этих преимуществ особое значение для селенографии имеют относительная объективность и документальность данного метода. Фотоснимок представляет собой документ, совершенно не зависящий от личных ошибок, который можно хранить и к исследованию которого можно возвращаться по мере надобности, а это обстоятельство очень важно для обнаружения возможных изменений на поверхности Луны. Тут же надо добавить, что в отличие от глаза, фотография дает возможность расширить область изучаемых лучей спектра как в сторону длинных (инфракрасные лучи), так и коротких (ультрафиолетовые лучи) волн.

Плодотворное применение в наблюдениях поверхности Луны находит сравнительно молодой метод электрофотометрии, о котором мы будем подробнее говорить в главе III.

В настоящее время наблюдения лунной поверхности производятся в основном с помощью вышеупомянутых трех инструментальных методов (визуальный, фотографический и фотоэлектрический). Сочетая эти инструментальные методы с теми или иными чисто астрофизическими или другими (как, например, морфологическим) методами исследования, мы можем изучать природу поверхности Луны с разных точек зрения.

Из астрофизических методов исследования к Луне применимы фотометрия (со спектрофотометрией), колориметрия и поляриметрия или, как иногда говорят, фотометрия—в широком смысле этого слова.

О теоретических и практических основах фотометрии вообще можно найти сведения в известных работах [49, 50, 51]. Общая теория и техника астрофотометрических наблюдений, в том числе и фотометрических наблюдений Луны, описаны в соответствующей части «Курса астрофизики и звездной астрономии» [52], а также в работах [53, 54, 55, 56, 57, 58]. Вопросы абсолютной фотометрии протяженных небесных объектов освещены в монографии Н. Н Сытинской [59]. Интересные данные о фотометрических исследованиях природы Луны можно найти в статьях В. В. Шаронова [60] и Н. П. Барабашева [61], снабженных богатыми списками литературы.

По фотометрии Луны, вообще говоря, существует огромная литература. Мы здесь укажем на самые важные, по нашему мнению, работы по исследованию отражательной способности, спектра и цветных характеристик деталей лунной поверхности. Что касается работ, выполненных по поляриметрии лунной поверхности, им будет посвящен § 6 данной работы.

Фотометрия Луны, в собственном смысле этого слова, может быть поверхностной и интегральной. Тот и другой способы могут дать определенные данные о природе лунной поверхности.

Поверхностной фотометрией Луны, т. е. фотометрическим исследованием отдельных небольших участков лунной поверхности, занимались многие авторы. С помощью этого метода можно изучить особенности закона отражения света и определить альбедо различных участков лунной поверхности.

Еще в 1918 г. советским ученым Н. П. Барабашевым [26, 62] на основе своих визуальных наблюдений (с помощью поверхностного фотометра, приспособленного к 108-миллиметровому рефрактору) над изменением яркости различных деталей лунной поверхности в зависимости от углов падения и отражения света Солнца, было доказано, что каждый наблюденный участок лунной поверхности достигает наибольшей яркости к моменту полнолуния. Это явление называется «эффектом Барабашева». Дальнейшие визуальные наблюдения А. В. Маркова [27, 63] показали, что этой особенностью обладают все детали лунной поверхности.

А. В. Марков и Н. П. Барабашев [28] потом установили, что яркость во время полнолуния участков лунной поверхности, одинаковых по характеру покрова, зависит только от положения этих участков на лунном диске. Приведенные выше две особенности отражения от лунной поверхности известны под названием закона Барабашева-Маркова.

Впоследствии этот закон был полностью подтвержден работами как самих Н. П. Барабашева и А. В. Маркова [64, 65], так и В. В. Шаронова [66], Н. П. Барабашева и А. Т. Чекирды [67] и В. А. Федорец [68].

Теоретическое исследование Н. П. Барабашева и А. В. Маркова [28] показало, что обнаруженный ими порядок изменения яркости лунной поверхности можно объяснить предположением, что поверхность лунных морей не гладкая, а наоборот—изрыта многочисленными мелкими углублениями. К такому же заключению пришли: В. В. Шаронов [69], предварительно рассмотрев полученные им и В. С. Кулебакиным фотометрические наблюдения разных земных материалов, с точки зрения сравнения с лунной поверхностью, А. Т. Чекирда [70]—на основе своих наблюдений над изменением блеска искусственных шаровых поверхностей в зависимости от угла фазы и В А. Федорец [68]—на основе своего богатого материала фотографических наблюдений деталей поверхности Луны в разных фазах.

Зависимости изменения яркости различных участков лунной поверхности от угла фазы и от углов падения и отражения, были получены также В Г. Фесенковым, Н. М. Штауде и П. П Паренаго [71], Вислиценусом [72], Бенетом [73], Эпиком [74] и др.

Особо надо отметить работу А. В. Маркова [75], выполненную в Абастуманской астрофизической обсерватории—впервые на основе точных фотоэлектрических наблюдений Среди других важных выводов в последней работе приводится следующее заключение: так как получаемые для Луны коэффициенты яркости не дают, из-за неровной ее поверхности, реального значения отражательной способности деталей, то необходимо сначала провести определение структуры неровностей лунной поверхности, а затем уже проводить сравнения отражательной способности деталей Луны с земными объектами.

Н. П. Барабашев и А. Т. Чекирда [76] сравнили законы отражения света от поверхности Луны с законами для исследованных ими различных земных пород. Они установили, что поверхность Луны чрезвычайно пориста. Полученные кривые отражения света от лунной поверхности и от земных пород лучше всего согласовались между собой для материалов, покрытых остроконечными обломками. На этом основании авторы заключили, что поверхность Луны должна быть покрыта обломками вулканических пород или многочисленными пересекающимися трещинами, повидимому, вызванными значительными колебаниями температуры.

А. П. Борисова [82], для сравнения отражательной способности земных горных пород и лунных объектов, применила предложенный Н. Н. Сытинской и В. В Шароновым [83] статистический метод. Она пришла к выводу, что для каждого вида горной породы можно подобрать отдельные образцы, подходящие по значениям коэффициента яркости к Луне. Но по средним характеристикам нельзя уподобить Луне ни один из видов горных пород, поскольку Луна темнее всех и дает меньшую дис-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

персию коэффициента яркости. Более других приближается к Луне группа основных и ультраосновных магматических пород, для которых также характерны темная окраска и небольшая дисперсия светлоты.

В. А. Федорец [68] также пришла к выводу, что к лунным кривым ближе всего подходят кривые изменения яркости поверхностей с остроконечными неровностями и поверхностей, покрытых трещинами с наклонными стенками.

Большой материал фотометрического исследования естественных и искусственных образований, на основе сравнения с которым можно будет судить о физических свойствах лунной поверхности, приведен в работе Н. С. Орловой [77], выполненной в фотометрической лаборатории Астрономической обсерватории Ленинградского государственного университета.

В. В. Шаронов и Н С. Сытинская [78] произвели, применением метода абсолютной яркости, абсолютные визуальные измерения коэффициента яркости около 100 объектов лунной поверхности. Они опубликовали таблицы и графики изменения коэффициента яркости и т. н. яркостного фактора в зависимости от даты наблюдения. Н. Н. Сытинская, на основе этих наблюдений, исходя из закона Барабашева-Маркова, составила сводный каталог яркостного фактора для реально наблюдаемого среднего полнолуния [79]. Попытка составления такого же вида фотографического каталога была сделана ранее Л Н. Радловой [80]. Недавно Н. С. Орлова опубликовала работу [81], в которой она проводит опыт составления каталога отражательной способности лунных образований при истинном полнолунии.

В настоящее время считается установленным, что среднее альбедо Луны равно 0.07 (для отдельных объектов значение этой величины доходит до 0.10—0 13) Следовательно, Луна поглощает 93% света, падающего на нее от Солнца. Поэтому ее поверхность является темноцветной и тусклой.

Интегральная фотометрия Луны, т е измерение блеска или общего количества света, отраженного от всей видимой в момент наблюдения поверхности Луны, дает возможность получить абсолютное значение интенсивности лунного света, выраженное в звездных величинах. Этот же метод позволяет получить достоверную кривую изменения лунного света в зависимости от угла фазы и величину получаемой от Луны освещенности, выраженную в люксах

Многочисленными визуальными наблюдениями установлено, что блеск Луны во время полнолуния составляет $-12^{m}.55$ Значение этой характеристики, найденное в последнее время Е. К. Никоновой [84], с применением фотоэлектрической установки, в фотовизуальной системе оказалось равным $-12^{m}.67$. Фотографическая звездная величина Луны, определенная по наблюдениям Кинга равняется $-11^{m}.37$. Поэтому обычный показатель цвета для Луны принимается равным $+1^{m}18$. Это указывает на то, что лунная поверхность в общем серого цвета. Она имеет слабый красновато-желтый или коричневатый оттенок.

Значения блеска Луны в звездных величинах $m_{☾}$, в зависимости от угла фазы α, можно получить по следующим формулам:

$$m_{☾} = -12^{m}.55 + 0^{m}.024\alpha \text{ (когда } -60° \leq \alpha \leq 0°) \tag{4.1}$$

и

$$m_{☾} = -12^{m}.55 + 0^{m}.030\alpha \text{ (когда } 0° \leq \alpha \leq +100°), \tag{4.2}$$

выведенным Ресселом [85] из обработки им наблюдений ряда наблюдателей. Небольшая асимметрия, которая будет иметь построенная по формулам (4.1) (растущая Луна) и (4 2) (убывающая Луна) кривая

изменения блеска, объясняется неравномерным распределением темных пятен морей на восточной и западной частях лунного диска.

Для выражения в люксах освещенности от Луны, во время полнолуния, употребляется т. н. световая лунная постоянная. Это есть освещенность, создаваемая лучами полной Луны на нормальной к ним плоскости, отстоящей от Луны на величину большой полуоси эллипса лунной орбиты при среднем расстоянии Земли от Солнца. Общее среднее значение световой лунной постоянной, выведенное из нескольких определений [60], равно 0.306 люкса.

Спектрофотометрическое и колориметрическое измерения позволяют определять альбедо различных участков поверхности Луны в различных лучах спектра, а также изучать цвет пород, покрывающих лунную поверхность, т. е. изучать свойства лунных образований разной морфологической структуры.

По мнению А. В. Хабакова [19, 86] цветные оттенки на поверхности Луны могут быть связаны с распределением соединений железа, как это наблюдается на Земле Он показал, что применение цветной фотографии дает возможность изучать распределение цвета по Луне. А. В. Хабаков считает, что наряду с темными зеленоватыми породами на Луне должны быть темные красноватые пятна и полосы. Эти красноватые оттенки, повидимому, являются результатом химического выветривания и окисления, вследствие выделения газов при извержениях. В весьма далеком прошлом Луна, наверное, имела очень разреженную атмосферу, а также на ней, вероятно, можно было встретить следы воды, однако впоследствии все это рассеялось и уже давно отсутствует. По колориметрическим и спектрофотометрическим измерениям, рассматриваемым с геологической точки зрения, можно судить по убеждению А. В. Хабакова, о сравнительных возрастах лунных образований Интересны мысли А. В. Хабакова о перспективах применения спектрального анализа поверхности Луны в связи с явлениями люминесценции минералов в ультрафиолетовых лучах. Поскольку поверхность Луны не защищена оболочкой атмосферы, лунные породы должны подвергаться непрерывному интенсивному облучению ультрафиолетовыми лучами. Но, так как, для многих земных пород характерно флуоресцирование и фосфоресцирование под действием ультрафиолетовых и катодных лучей, то тщательное сличение спектра света, отражаемого лунной поверхностью, с таким для Земли, может дать интересные данные о свойствах пород, устилающих поверхность Луны.

Первые высказывания в пользу использования спектрофотометрических наблюдений для изучения лунной поверхности принадлежат Ф. Ф. Петрушевскому [24, 87] Он же построил специальный спектрофотометр для таких целей [88], но, вследствие неблагоприятных для научных исследований обстоятельств того времени, не смог выполнить своих намерений.

В дальнейшем, опыты измерения цвета лунных деталей были проведены рядом авторов, но вопрос о степени цветности отдельных участков лунной поверхности до сих пор не решен окончательно. Разные авторы приходят к разным противоположным заключениям. Одни считают, что различия окраски на лунном диске очень малы; другие приходят к убеждению, что они довольно значительны.

Так, например, Г. А Тихов [89, 90] нашел фотографическим способом, что цветность отдельных точек лунной поверхности в спектральной шкале лежит от K2 до M0 Большую разницу (от F8 до K1) в цветах лунных деталей получил Н. П Барабашев [91], на основании своих

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

фотографий, снятых через светофильтры. Эта работа была выполнена на очень высоком—по технике –уровне.

В противоположность этому Л. Н. Радлова [80, 92], произведя обширные колориметрические наблюдения, пришла к заключению, что на поверхности Луны нет ясно выраженных цветовых контрастов. В частности, по визуальным наблюдениям Л. Н. Радловой [92] получается, что спектральный класс разных лунных образований колеблется в пределах от G0 до G5. Ее фотографические наблюдения [80] дают диапазон от F9 до G7. По результатам Л. Н. Радловой материки чуть краснее, чем моря, в то время как наблюдения Н. П. Барабашева показывают более зеленоватый оттенок материков по сравнению с морями.

На основе фотоэлектрических наблюдений нескольких лунных объектов в Абастумани А. В. Марков [75, 93] установил, что диапазон цветности на Луне ближе всего соответствует диапазону по фотографическому промеру Н. П. Барабашева и в спектральной шкале лежит в пределах F9—K2.

Наконец, фотографии Луны, полученные в последнее время Н. П. Барабашевым, А. Т. Чекирдой и И. К Ковалем [94] в Харькове, через светофильтры (на цветной пленке), показали, что на лунной поверхности встречаются самые разнообразные оттенки, охватывающие различные области спектра. Это подтверждает результаты определений цветов на Луне, сделанных раньше Н. П. Барабашевым [91], Г А. Тиховым [90] и А. В. Марковым [75, 93].

По мнению Н. П. Барабашева ([13], стр 311, [94]), наличие весьма разнообразных оттенков на лунной поверхности реально, но он считает необходимым тщательное количественное измерение цвета во многих областях Луны с целью окончательного установления интенсивности цветов, что исключительно важно для решения задач космогонии [94].

Н Н Сытинская и В. В. Шаронов [83], наоборот, опираясь на наблюдения Л. Н Радловой [80, 92], считают установленным, что цветовые различия на лунном диске ничтожны

Таким образом, получается противоречие, которое по В. В Шаронову ([13], стр. 302, [95]) объясняется тем, что ошибки любого измерительного процесса всегда преувеличивают получаемые различия цвета. Это происходит потому, что к истинной дисперсии цветовых эквивалентов добавляются случайные погрешности наблюдения Кроме того, ошибки должны накопляться благодаря неточному отождествлению или совмещению измеряемых деталей при повторных наблюдениях, в случае чего различия в альбедо измеряемых деталей дают ложные различия в цветах. На основе этого объяснения В В Шаронов считает, что дисперсия цветов на лунной поверхности преувеличена, а не преуменьшена даже у Л. Н. Радловой [92], применявшей метод прямой визуальной колориметрии

Колориметрическими исследованиями лунной поверхности занимались также В. Г. Фесенков [96], Кинси [97], Вильзинг и Шейнер [98], Мите и Зеегерт [99] и другие. Рассмотрение всего существующего наблюдательного материала, по нашему мнению, заставляет склониться в сторону убеждения в наличии значительных цветных оттенков на поверхности Луны, однако необходимо признать большое значение дальнейших прецизионных колориметрических измерений для окончательного решения этого вопроса.

С этой целью нам представляется очень интересным произвести спектроэлектрофотометрические измерения ряда лунных объектов Подобные наблюдения мы намерены организовать в будущем, используя в качестве диспергирующей системы монохроматор, а индикатора—фото-

электроумножитель; питающей оптикой может служить достаточно длиннофокусный объектив, дающий большое изображение Луны с мелкими деталями, которые легко можно будет поместить на щели монохроматора.

Некоторые наблюдатели [91, 92, 98, 100] делали опыты сравнения полученных ими цветовых оттенков лунных образований с таковыми для земных горных пород и пытались определить — из каких пород состоит лунная поверхность.

По Н. П. Барабашеву [91] светлые области Луны имеют цвет, наиболее близко подходящий к цвету глин и песчаных пород, а цвет темных образований очень близок к цвету темных вулканических лав По Л. Н. Радловой [92], из исследованных ею земных горных пород, к Луне ближе всего подходят аплит с молибденом, сера и отчасти крупнозернистый сиенит Н. А. Будникова [100], применив упомянутый выше статистический метод [83], провела сравнение между собой цветов земных горных пород и лунных объектов и пришла к заключению, что Луна гораздо более одноцветна, чем какая-либо из изученных ею групп земных горных пород. Наименьшей дисперсией цвета, по Н. А. Будниковой, отличается группа основных и ультраосновных магматических пород. Это обстоятельство дало повод Н. Н. Сытинской [101] признать возможным наличие на Луне такого рода пород.

Имеются и другие высказывания о возможном составе лунной коры, основанные на фотометрических (как мы уже видели выше) и колориметрических наблюдениях, но надо сказать, что законность таких суждений пока ещё является предметом дискуссии.

Дело в том, что всякие суждения о петрографическом составе лунной поверхности основываются на предположении, что верхние слои лунной коры составляются из обнаженных свежих горных пород А некоторые авторы, как например, Н. Н. Сытинская и В. В. Шаронов [83], высказали мнение, что поверхность коренных горных пород, вследствие разных причин, не могла сохраниться в неизменном виде до настоящего времени. Эти авторы предполагают, что лунная поверхность должна быть покрыта поверхностной пленкой каких-то переработанных продуктов, определяющих наблюдаемую нами яркость и окраску лунных образований

А. В. Марков [102] считает, что поскольку имеются большие расхождения между разными определениями цвета одних и тех же объектов Луны и кроме того, так как даже самый большой, полученный из наблюдений, диапазон различий цветов лунных деталей [75, 91] показывает, что лунная поверхность, по сравнению с земной, обладает значительно меньшей цветностью, использование цветных характеристик для распознавания лунных пород в настоящее время мало подходяще. Надо, однако, согласиться с А. В. Марковым в вопросе о необходимости продолжения прецизионной колориметрии деталей Луны

Очень многое в деле изучения природы и истории лунного рельефа дает заимствованный из геологии морфологический метод. Хорошее свидетельство справедливости этого утверждения содержится в книге А. В. Хабакова [19], где приведены весьма интересные результаты, которые мы уже затронули и подробнее рассмотрим ниже.

Для определения количества тепловой радиации, излучаемой лунной поверхностью, применяются радиометрические приборы: термоэлементы, болометры и радиометры. С помощью наблюдений, полученных этими приборами можно также судить о теплопроводности пород, из которых состоит лунная поверхность. Устройства радиометрических приборов и способы их применения для изучения небесных тел (в частности и Луны) описаны в работах М. С. Зельцер и А В Маркова ([52], гл XXVI) и Н. П Барабашева [8].

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Допуская, что Луна представляет собой абсолютно черное тело, можно с применением чувствительного термоэлемента, помещенного в фокусе телескопа, определить температуру лунных объектов. Именно таким методом было установлено, что температура лунной поверхности меняется, в среднем на 280° от полнолуния (390—400°K) до новолуния (110° — 120°K).

Еще более резкое, в смысле скорости, колебание температуры лунной поверхности наблюдается во время затмений. Так, например, измеряя инфракрасное излучение луны с помощью радиометра во время полных лунных затмений в 1927 и 1939 гг., Петит и Никольсон [103] нашли, что максимальное падение температуры за очень короткое время от незатемненной до полузатемненной Луны, составляет примерно 200°. Падение температуры в 1927 г. в течение только одного часа, составляло 150°.

Такое быстрое изменение температуры свидетельствует о том, что теплопроводность наружных слоев лунной поверхности должна быть очень низкой. Это еще раз указывает на обнаруженную Н. П. Барабашевым и другими советскими учеными сильную пористость лунной поверхности.

Луна должна быть покрыта материалами вроде вулканического пепла и пемзы, но ни в коем случае—массивными горными породами, как например гранитом, базальтом и т. д. Поверхностные слои Луны, вероятно, местами размельчены до пылевого состояния, вследствие чего передача тепла производится путем излучения через промежутки между частицами, а не путем теплопроводности. Поэтому верхние слои лунной поверхности остывают очень быстро, в то время как нижележащие слои хорошо сохраняют тепло.

Факты, свидетельствующие о том, что Луна излучает как абсолютно черное тело, были констатированы также А д е л е м [104] на наблюдениях над тепловым излучением лунной поверхности

Определение температуры лунной поверхности возможно также исследованием радиоизлучения Луны. Теоретически, существование такого излучения вполне допустимо, так как, несмотря на то, что Луна представляет собой холодное несамосветящееся тело, она все же поглощает столько солнечных лучей, что кроме инфракрасного излучения некоторое количество энергии должно получаться и в области коротких радиоволн.

Действительно, в 1946 г. Дайк и Берингер [105] обнаружили своими наблюдениями наличие теплового радиоизлучения Луны на волне 1 25 см. Немного позже эти результаты полностью были подтверждены аналогичными наблюдениями Пиддингтона и Миннета [106] на той же волне.

Однако, представляет очень большой интерес тот удивительный факт, что обнаруживается значительное расхождение между результатами измерений температуры Луны оптическими и радиотехническими методами. Температура Луны, определенная по ее тепловому радиоизлучению, за лунные сутки меняется примерно от 300°K около полнолуния до 200°K около новолуния, тогда, как аналогичный диапазон для инфракрасного излучения, как уже упоминалось, оказался гораздо более широким.

Кроме того, имеется расхождение температурных циклов и по фазе Луны. Максимальная температура в данном месте Луны, определенная по радиоизлучению (в отличие от температуры, полученной по наблюдениям инфракрасных лучей), наступает не тогда, когда Солнце находится выше всего над лунным горизонтом, а спустя приблизительно 3.5 земных суток. Так же запаздывает и наступление минимальной температуры во время новолуния по определениям радиоизлучения.

Такое расхождение в определениях лунной температуры, выполненных по двум разным методам, объясняют тем, что оптический метод измерений дает температуру самой поверхности Луны, а радиоизлучение на волне 1.25 см, для которого лунная поверхность может быть частично прозрачной, исходит из некоторой глубины и, следовательно, характеризует температуру нижних слоев поверхности. Но, если верхние слои лунной поверхности обладают заметной теплоемкостью, то изменение температуры внутренних слоев должно отставать от изменений температуры поверхности.

По подсчетам Пиддингтона и Миннета радиоизлучение Луны на волне 1.25 см приходит к нам от слоя, глубина которого равна 40 см. Вообще, чем больше длина волны радиоизлучения, от тем более глубоких слоев должно притти оно. Поэтому предполагают, что радиоизлучение Луны на волне около 3 см совершенно не должно быть зависимо от ее фазы и температура лунной поверхности, определенная по излучению с этой длиной волны, будет одинакова во всех фазах.

Оригинальным и многообещающим средством изучения природы лунной поверхности, повидимому, будет являться новейший метод—радиолокация. Вопрос о возможности наблюдения радиосигналов, посланных с Земли и отраженных от Луны, что могло послужить для измерения расстояния от Земли до Луны, рассматривался впервые советскими учеными Л И Мандельштамом и Н. Д. Папалекси еще в 1928 г Однако, относительно низкий уровень радиотехники того времени не позволял осуществления такого опыта. В 1942—1944 гг. в связи с развитием радиолокационной техники, академики Л. И Мандельштам и Н Д. Папалекси вновь вернулись к этой идее и пришли к заключению, что радиолокация Луны вполне возможна [107].

Большой победой радиолокационной астрономии явилось осуществление идеи советских ученых—посылка на Луну и получение от нее отраженного радиосигнала Этот эксперимент был выполнен в начале 1946 г, когда, независимо и почти одновременно, венгерскими учеными во главе с проф. Баем [108] и американскими служащими войск связи [109] было получено эхо от Луны Впоследствии (1947 г) отражение от Луны было принято также в Австралии [110].

Таким образом, в настоящее время уже преодолены трудности посылки импульсов радиоизлучения на Луну и наблюдения их отражений. Определенное этим методом расстояние от Земли до Луны находится в хорошем согласии с определениями, сделанными астрономическими (тригонометрическими) методами.

Хотя радиолокация пока еще не дала принципиально новых научных результатов о Луне, все же ясно вырисовываются богатые возможности этого метода в деле изучения природы лунной поверхности. Так, например, вполне возможно, что характер отражения от Луны радиосигналов, как указывает И. С. Шкловский [111], в недалеком будущем позволит обнаружить лунную атмосферу, если она даже в миллиард раз более разрежена, чем земная. По соображениям А В. Маркова [112], применением метода радиолокации можно рассчитывать на получение величины вытянутости тела Луны по направлению к Земле Предполагаются и другие возможности применения радиолокации к Луне, как, например, изучение ее рельефа (в частности, измерение глубин лунных кратеров и морей), после осуществления которых, несомненно, этот метод станет мощным орудием для физического исследования лунной поверхности.

Описание радиотехнических приборов, а также методы и результаты радиоастрономических исследований небесных тел, в том числе и

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

данные о радиоисследованиях Луны, приведены в книге Б. Ловелля и Дж. Клегга [113].

Мы рассмотрели все основные методы, применяемые к исследованию лунной поверхности, и главные результаты, полученные с помощью этих методов.

В заключение необходимо отметить, что накопление всесторонне проверенных фактов, освещающих физическую природу и генезис лунной поверхности, возможно лишь в том случае, если будет произведено комплексное исследование последней всеми существующими методами, а не систематическим применением только одного какого-нибудь метода.

Поэтому, в дальнейшем следует приложить старания к исследованию одних и тех же областей поверхности Луны одновременным, параллельным использованием если не всех, то хотя бы нескольких из вышерассмотренных методов.

Глава вторая

ПОЛЯРИМЕТРИЯ ЛУННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

§ 5. Некоторые сведения из теории поляризации света, отраженного и преломленного на границе двух сред

Формулы Френеля. Как известно из оптики [114, 115, 116], при переходе света через поверхность раздела оптически разных сред, электромагнитная теория накладывает по два граничных условия на вектор электрической напряженности E и связанный с ним вектор магнитной напряженности H. Именно, по требованию этой теории, условия на границе двух диэлектриков таковы, что тангенциальные по отношению к пограничной поверхности составляющие этих векторов равны между собой, а нормальные составляющие относятся к соответствующим значениям диэлектрической постоянной ε (или магнитной проницаемости μ) обратно пропорционально.

С помощью этих граничных условий можно рассчитать прохождение плоской волны через поверхности раздела двух сред. В общем случае подразумевается, что падающий на поверхность свет—естественный, т. е. он представляет собой совокупность световых волн со всеми возможными направлениями колебаний, существующими одновременно, или быстро и беспорядочно сменяющими друг друга. Но, в соответствии с законами оптики, всегда возможно разложение электрического и магнитного векторов на две слагающие, направленные в плоскости падения и перпендикулярно к ней. Поэтому, рассмотрение общей задачи можно свести к рассмотрению двух частных случаев: 1) электрический вектор лежит в плоскости падения (а, стало быть, магнитный перпендикулярен к ней) и 2) электрический вектор перпендикулярен к плоскости падения (а магнитный лежит в ней).

Подавляющее число проявлений световых волн, с точки зрения физического действия света, определяется вектором электрической напряженности E. Поэтому, световые колебания отождествляют с колебаниями электрического вектора. Колебания магнитного вектора H неразрывно связаны с колебаниями электрического вектора E, но в электромагнитной волне они обычно не проявляются, вследствие чего, говоря о колебаниях в световой волне, под ними всегда подразумевают колебания электрического вектора E.

Естественный свет характеризуется неупорядоченностью направлений колебаний. Луч такого света совершенно симметричен по отношению к самому себе. Но существуют и такие световые волны, которые имеют вполне упорядоченные направления колебаний. Если колебания происходят в одном единственном направлении, тогда говорят, что свет прямолинейно—или плоско—поляризован, причем плоскостью по-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

ляризации принято называть плоскость, перпендикулярную той плоскости, в которой колеблется электрический вектор; иначе говоря, плоскость поляризации есть плоскость колебаний магнитного вектора.

Плоско-поляризованный свет называется полностью поляризованным. Но иногда бывает, что одно из направлений колебаний электрического вектора является преимущественным, но не исключительным. О таком свете говорят, что он частично поляризован. Если колебания электрического вектора в частично поляризованном свете упорядочены таким образом, что конец вектора описывает эллипс с тем или иным эксцентриситетом, то такой свет будет поляризован эллиптически. В частности, когда полуоси эллипса равны, эллипс обращается в круг и в этом случае получается свет, поляризованный по кругу (круговая или циркулярная поляризация).

Частично поляризованный свет всегда можно рассматривать как результат примеси того или иного вида поляризованного света к естественному.

Рассмотрим вышеуказанных два случая отдельно. В первом случае (рис. 1,a) свет поляризован в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения, а во втором (рис. 1, b) — в плоскости падения. На рис. 1 колебания электрического вектора, перпендикулярные к плоскости рисунка, изображены точками, а лежащие в плоскости рисунка—стрелками.

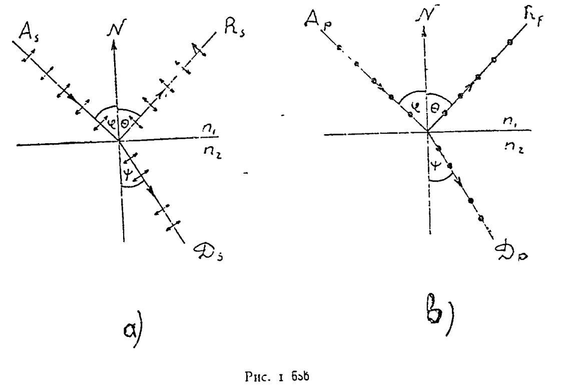


Рис. 1 a,b

Введем следующие обозначения. Амплитуду электрического вектора падающей волны обозначим через A, отраженной—через R, а проходящей через D. Компоненты, параллельные плоскости падения, обозначим индексом p, а перпендикулярные к плоскости падения—индексом s. Углы падения, отражения и преломления обозначим соответственно через φ, θ и ψ. Тогда амплитуды колебаний отраженных и преломленных лучей можно выразить как функции амплитуд колебаний падающих лучей и величин углов падения и преломления следующим образом:

$$R_p = \frac{\operatorname{tg}(\varphi-\psi)}{\operatorname{tg}(\varphi+\psi)} A_p; \qquad (5.1)$$

$$R_s = -\frac{\sin(\varphi-\psi)}{\sin(\varphi+\psi)} A_s; \qquad (5.2)$$

$$D_p = \frac{2\sin\varphi\sin\psi}{\sin(\varphi+\psi)\cos(\varphi-\psi)} A_p; \qquad (5.3)$$

$$D_s = \frac{2\sin\varphi\sin\psi}{\sin(\varphi+\psi)} A_s. \qquad (5.4)$$

Это—формулы Френеля.

В случае нормального падения $\varphi=\psi=0$ и формулы (5.1), (5.2), (5.3), (5.4), после преобразования для раскрытия неопределенности (надо раскрыть тригонометрические выражения, ввести по закону преломления света $n=\frac{\sin\varphi}{\sin\psi}$ и перейти к пределу при $\varphi=\psi=0$), принимают вид:

$$R_p = \frac{n-1}{n+1} A_p; \qquad (5.5)$$

$$R_s = -\frac{n-1}{n+1} A_s; \qquad (5.6)$$

$$D_p = \frac{2}{n+1} A_p; \qquad (5.7)$$

$$D_s = \frac{2}{n+1} A_s. \qquad (5.8)$$

В этом случае понятие плоскости падения становится лишенным смысла и исчезает различие между составляющими p и s. Это значит, что должны иметь место равенства абсолютных величин

$$A_p = A_s, \quad R_p = R_s \quad \text{и} \quad D_p = D_s.$$

Так как интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды, то отношение интенсивностей отраженного J_r и падающего J_a света, для колебаний, параллельных плоскости падения, по формуле (5.1) будет:

$$\left(\frac{J_r}{J_a}\right)_{\parallel} = \frac{R_p^2}{A_p^2} = \frac{\operatorname{tg}^2(\varphi-\psi)}{\operatorname{tg}^2(\varphi+\psi)}. \qquad (5.9)$$

Для колебаний в плоскости, перпендикулярной плоскости падения, по формуле (5.2) будем иметь

$$\left(\frac{J_r}{J_a}\right)_{\perp} = \frac{R_s^2}{A_s^2} = \frac{\sin^2(\varphi-\psi)}{\sin^2(\varphi+\psi)}. \qquad (5.10)$$

При нормальном падении света, поляризованного как параллельно, так и перпендикулярно плоскости падения, по формулам (5.9) и (5.10), после раскрытия неопределенности, получается одно и то же выражение:

$$\frac{J_r}{J_a} = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2. \qquad (5.11)$$

Если падающий свет естественный, можно допустить, что половина его интенсивности приходится на колебания, параллельные плоскости

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

падения, а половина на колебания, перпендикулярные плоскости падения. Но, так как $J_a=A_p^2+A_s^2$, (фактор пропорциональности, поскольку нас интересуют относительные значения интенсивностей, можно положить равным 1), то:

$$A_p^2=A_s^2=\frac{1}{2}J_a. \quad (5.12)$$

С другой стороны, интенсивность отраженного света $J_r=R_p^2+R$ Если, теперь, в это выражение подставим соответственные значения R_p^2 и R_s^2 из формул (5.9) и (5.10) и примем во внимание (5.12), то для отношения интенсивностей отраженного и падающего света, когда падающий свет естественный, будем иметь:

$$\frac{J_r}{J_a}=\frac{1}{2}\left\{\frac{\sin^2(\varphi-\psi)}{\sin^2(\varphi+\psi)}+\frac{\mathrm{tg}^2(\varphi-\psi)}{\mathrm{tg}^2(\varphi+\psi)}\right\}. \quad (5.13)$$

При нормальном падении естественного света формула (5.13) переходит в (5.11).

Для определения интенсивности преломленного света можно использовать закон сохранения энергии, в силу которого $J_a=J_r+J_d$, где J_d— интенсивность преломленного света. Отсюда получаем:

$$\frac{J_d}{J_a}=1-\frac{J_r}{J_a}. \quad (5.14)$$

Зная отношение $\frac{J_r}{J_a}$ для соответствующих случаев, можно найти по формуле (5.14) отношение $\frac{J_d}{J_a}$ для тех же случаев.

Формулы Френеля позволяют установить соотношение в фазах между падающей, отраженной и преломленной волнами света. С помощью этих формул можно также определить азимуты колебания (т. е. углы между плоскостью колебаний и плоскостью падения) для отраженной и преломленной волны в зависимости от азимута падающей волны.

Закон Брюстера. Из формул Френеля вытекает и в практике тоже наблюдается, что при некотором определенном значении угла падения φ отношение $\frac{R_p}{A_p}=0$. Это обстоятельство имеет место, как видно из формулы (5.1), если

$$\mathrm{tg}(\varphi+\psi)=\infty,$$

т. е. когда $\varphi+\psi=\frac{\pi}{2}$. Но, так как $\sin\psi=\sin\left(\frac{\pi}{2}-\varphi\right)=\cos\varphi$, то применение закона преломления дает:

$$\mathrm{tg}\varphi=n. \quad (5.15)$$

Эта формула выражает закон Брюстера. Значение угла φ, соответствующее этому условию, называется углом полной поляризации. Следовательно, тангенс угла полной поляризации равен относительному показателю преломления второй среды относительно первой. Из закона Брюстера следует, что в этом случае отраженный и преломленный лучи перпендикулярны друг к другу. Если свет отражается под углом полной поляризации, то составляющая электрического вектора, параллельная плоскости падения, полностью погашается, т. е. отраженный свет будет линейно поляризован в этой плоскости.

Закон Малюса. Этот закон естественно вытекает из волновой теории света. Он определяет соотношение интенсивностей луча, прошедшего через анализатор (прибор, служащий для обнаружения поляризации света), и полностью поляризованного луча, падающего на анализатор.

Если J_0 есть интенсивность падающего света, а J интенсивность света, прошедшего через анализатор, то по закону Малюса:

$$J=J_0\cos^2\omega, \quad (5.16)$$

где ω означает угол между плоскостями поляризации падающего света и анализатора. (Плоскостью поляризации анализатора, как известно, называется плоскость, перпендикулярная той плоскости, в которой происходят колебания электрического вектора света, после его прохождения через анализатор).

Если на анализатор падает частично поляризованный свет, тогда его можно представить двумя компонентами, поляризованными во взаимно-перпендикулярных плоскостях, с интенсивностями J_1 и J_2. В этом случае, интенсивность света, прошедшего через анализатор, на основании закона Малюса, будет:

$$J=k(J_1\cos^2\omega+J_2\sin^2\omega), \quad (5.17)$$

где k—коэффициент пропорциональности, зависящий от применяемой оптики и системы единиц.

Закон Малюса представляет собой основу расчета интенсивности света, прошедшего через поляризатор и анализатор во всех поляризационных приборах.

Степень поляризации. За меру поляризации света принимают так называемую степень поляризации. Под этим термином понимают величину:

$$p=\frac{J_1-J_2}{J_1+J_2}, \quad (5.18)$$

где J_1 и J_2 суть объясненные уже в связи с формулой (5.17) величины для частично поляризованного света, причем $J_1 \geqslant J_2$. Ясно, что $0 \leqslant p \leqslant 1$.

У естественного и поляризованного по кругу света степень поляризации равна нулю, так как в этих случаях $J_1=J_2$. Поляризация достигает 100%, т. е. свет оказывается полностью поляризованным, если $J_2=0$.

Определение степени поляризации света возможно также следующим способом. Как известно, любой свет можно разделить на естественную и поляризованную составляющие. С точки зрения определения степени поляризации удобнее разделить свет на две следующие составляющие: 1) со степенью поляризации равной 1, т. е. плоскополяризованную и 2) со степенью поляризации равной нулю, т. е. естественную или поляризованную по кругу (в отдельных случаях интенсивность одной из этих частей может быть равна нулю). Обозначим через J' интенсивность первой составляющей, а через J''—интенсивность второй. Тогда степень поляризации будет:

$$p=\frac{J'}{J'+J''}. \quad (5.19)$$

Так как $J=J'+J''$ есть полная интенсивность рассматриваемого света, то (5.19) принимает также вид:

$$p=\frac{J'}{J}. \quad (5.20)$$

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

§ 6. Поляризация света, отраженного от лунной поверхности, по работам прежних исследователей

Поляризационный метод, сущность которого основана на свойстве отраженного от любой поверхности света—быть более или менее поляризованным, представляет собой, как уже было сказано выше, один из наиболее удобных и многообещающих, но малоприменявшихся, методов изучения генезиса и физической природы лунной поверхности.

В частности, анализ степени поляризации света, отраженного различными лунными образованиями, должен показать различие в величине степени поляризации, обусловленное различным происхождением этих образований. Так, например, степень раздробленности вещества лунной коры, при прочих равных условиях, может обусловить различный характер отраженного света. Иначе говоря, массивные скалистые, гладкие, зеркальные вещества на лунной поверхности должны дать большой эффект, а мелкораздробленные ,обломочные, пористые образования (как показывают лабораторные измерения земных веществ), наоборот—относительно пониженный (в результате диффузного отражения) эффект поляризации. Чем моложе образование, тем менее раздробленным должно оно быть.

Стало-быть, по данным о поляризационных свойствах лунных образований, можно расположить разные лунные области как бы по шкале возраста, т. е. судить об их относительном возрасте, что имеет первостепенное космогоническое значение.

Интересные результаты с помощью поляризационного метода можно получить также для определения природы веществ, покрывающих лунную поверхность. Здесь большое применение находит закон Брюстера (§ 5), который дает возможность определить угол полной или частичной максимальной поляризации отраженного от данной поверхности света, если известен средний показатель преломления составляющих эту поверхность веществ.

Но, поскольку определение показателя преломления земных минералов и горных пород не представляет большой трудности, то закон Брюстера, в частности, позволяет произвести сравнение веществ лунной поверхности с веществами Земли.

Однако, как известно, многие земные вещества имеют весьма близкие друг к другу величины показателей преломления. Кроме того, ввиду вызванного диффузным отражением размытого максимума кривой поляризации света, отраженного от лунной поверхности, невозможно точное определение угла максимальной поляризации. Вследствие этих обстоятельств крайне низка и точность сопоставления поляризационных свойств лунных и земных поверхностных пород на основании только измерений углов максимальной поляризации. Поэтому в настоящее время более разумно производить такое сопоставление, главным образом, рассматривая общий ход кривых изменения степени поляризации лунных и земных веществ в зависимости от углов фазы, падения, отражения и азимута (см. § 13).

Первым исследователем поляризационных свойств лунной поверхности является известный французский ученый Франсуа Араго, выполнивший в 1811 г. [117] восемь измерений при помощи им самим изготовленного полярископа. По наблюдениям Араго, лунные впадины поляризовали свет больше, чем горные области, причем максимальная поляризация достигалась около первой четверти. После этого поляризованность лунных лучей уменьшалась и становилась незаметной за 3—4 дня до оппозиции Луны. По мнению Араго, изменение поляризации

лунного света по фазе должно быть вызвано различной окраской поверхности Луны и ее атмосферой. Но Араго ошибочно допускал, что вокруг Луны имеется отражающая солнечный свет атмосфера, похожая на земную.

Впоследствии изучением поляризации света, отраженного от лунной поверхности, занимались также Бирт, Бонд, Гюггинс, Секки, Росс, Райт и другие ученые.

Исследования Секки [118], проведенные им в 1859—60 гг., подтвердили полученные Араго результаты. Но Секки, в противоположность взглядам Араго, объяснял поляризацию лунного света не влиянием гипотетической атмосферы Луны, а приписывал возникновение этого явления самим веществам, покрывающим лунную поверхность. Секки нашел, что плоскость поляризации лунных лучей совпадает с плоскостью отражения, и степень поляризации почти независима от различных наклонов поверхности Луны. Обнаруживается маленькая разница в количестве поляризованного света между освещенным краем и частью около терминатора.

В 1873 г. появилась упомянутая нами выше весьма интересная работа [24] известного русского физика Ф. Ф. Петрушевского, в которой автор впервые высказал идеи об использовании поляризационного метода для сравнительно-петрографического изучения лунной поверхности. Вот, в частности, в каком ясном и завершенном виде передает Ф. Ф. Петрушевский свои мысли относительно перспектив применения поляризационных наблюдений для возможного определения новых свойств веществ лунной поверхности. «Цель исследования света Луны полярископами,—пишет он,—заключается в следующем: напряженность поляризованного света может дать некоторое понятие о зеркальности или кристалличности рассматриваемой местности. Определяя при различных высотах Солнца количество поляризованного света для какой-нибудь местности, удается, может быть, найти угол, если не полной, то наибольшей поляризации для некоторой местности. Так как есть связь между поляризацией и преломлением света, хотя бы и непрозрачного тела, а также известны указания на соотношение показателя преломления света и плотности тел, то может быть исследования поляризованного света позволят открыть новый признак тел при поверхности Луны. Помимо этой отдаленной цели количество отраженного и поляризованного света некоторою поверхностью само по себе представляет положительный признак, так что польза собирания материалов относительно распределения поляризация света на Луне не подлежит сомнению».

В последующих работах по поляризации Луны уже встречаются попытки определения природы пород, из которых состоит лунная почва. Так, например, в 1878 году Росс [119], с помощью поляриметра, очень сходного с поляриметром Араго, произвел поляризационные измерения различных частей лунной поверхности и определил углы максимальной поляризации (углом поляризации, как известно, называется угол, дополнительный к углу отражения, т. е. угол между отражающей поверхностью и лучом зрения), на основании которых он надеялся сделать сравнение с земными вулканическими стеклянными веществами. Однако, Россу не удалось вывести каких-либо заключений относительно состава лунных пород, ввиду недостатков данных, относящихся к земным веществам.

В упомянутой работе [119] Росс установил, что степень поляризации света, отраженного от Моря Кризисов достигает максимума (12%), когда Луна находится на 88° от Солнца, т. е. около первой четверти. После этого наблюдается сначала очень быстрое, а затем—более мед-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

ленное уменьшение поляризации, которая становится незаметной вблизи полной Луны.

Более подробное исследование поляризации света, отраженного от лунной поверхности, было выполнено французским ученым Ландерером [120, 121, 122] в 1889—1910 гг.

Применяя фотополяриметр Корню, Ландерер [120] в 1889 г. произвел визуальные наблюдения центральных областей Луны и определил для них среднюю поляризацию. Он нашел, что максимальная степень поляризации получается несколько меньше в первой четверти (20.7%), чем в последней (32.9%), Ландерер имел возможность наблюдать лишь достаточно большие, вмещавшие в себя несколько морей, участки лунной поверхности, угловые размеры которых с Земли составляли приблизительно 9′. Поэтому он считал, что повышенная поляризация во время последней четверти по сравнению с первой, должна быть вызвана различным распределением морей на лунной поверхности (в восточной части Луны, как известно, ими занята большая площадь, чем в западной).

В отличие от результата Росса, Ландерер нашел, что максимальная поляризация лунных морей соответствует угловому расстоянию между Солнцем и Луной 113°26′. Для угла максимальной поляризации он получил значение 33°17′±7′, на основании которого произвел сравнение с земными вулканическими полированными породами и сделал заключение, что лунная поверхность должна состоять из витрофира или обсидиана. Следует, однако, сказать, что эти выводы Ландерера, как увидим дальше, не были признаны исследователями Луны, ввиду того, что измерения поляризации, выполненные им, были слишком неточны для удовлетворительного определения угла поляризации.

Еще в 1822 г. Салэ [123] указывал, что ввиду зависимости угла максимальной поляризации веществ от степени полированности их поверхностей, следует считать невозможным выведение угла поляризации лунной почвы из наблюдений, подобных наблюдениям Росса. Измерения же Ландерера имеют то дополнительное неудобство, что они относятся к различным, слишком большим областям, которые могут совсем различно поляризовать свет.

Интересное исследование поляризации света, отраженного от лунной поверхности было выполнено также советским ученым академиком АН Украинской ССР проф. Н. П. Барабашевым [124] в 1923 г., в Харькове. Применяя прикрепленный к окулярному концу трехдюймового рефрактора фотополяриметр Корню, Н. П. Барабашев в течение 25 вечеров произвел ряд поляризационных наблюдений над различными лунными объектами.

Н. П. Барабашевым были выбраны для наблюдения лунные участки, лежащие у экватора интенсивности (для которых выполнялось условие равенства углов падения и отражения) и имеющие приблизительно одинаковые альбедо. Щель фотополяриметра позволяла выделять области размером около 4′, т. е. приблизительно в два раза меньше, чем у Ландерера. Для внесения в наблюдения соответствующей поправки производилось также измерение поляризации света неба вблизи края Луны, но эта поправка оказалась столь малой (не считая лишь один вечер), что ее можно было совсем отбросить.

В противоположность результатам, полученным Ландерером, Н. П. Барабашев нашел, что точное положение максимума кривой поляризации областей лунной поверхности невозможно определить. По Н. П. Барабашеву этот максимум сильно размыт и заключается в пределах от 33°37′ до 37°11′. Для морей максимальная степень поляризации получилась 47 2%, а для материков—17.0%.

Н. П. Барабашев параллельно произвел также поляриметрические наблюдения над различными земными породами в лаборатории, причем были созданы такие условия, что угол падения всегда был равен углу отражения и, кроме того, падающий и отраженный лучи находились в одной плоскости.

Сравнивая полученные из наблюдений кривые поляризации света (зависимость между углом падения и количеством поляризованного света) для участков лунной поверхности и для земных пород Н. П. Барабашев пришел к заключению, что для темных областей Луны почти полное согласие кривых получается в случае базальтовых пористых темных лав, а для светлых (горных) областей—в случае глинистых песков. Принимая во внимание некоторое сходство между собой отражательных способностей (альбедо) глинистых песков и горных областей Луны, Н. П. Барабашев считает, что на лунной поверхности весьма вероятно наличие глинистых песков.

Необходимо отметить, что при сравнении поляризационных кривых лунной поверхности с земными веществами, Н. П. Барабашев впервые стал применять такой способ, когда сравнение ведется не только по значениям угла максимальной поляризации, но и по более надежному сопоставлению этих кривых для всех значений угла поляризации. Этот метод, конечно, более надежен, чем примененный Ландерером, заключения которого о составе лунной поверхности ошибочны вследствие того, что он исследовал лишь полированные поверхности земных веществ и при отождествлении лунных и земных пород не принял во внимание размытости максимума кривой поляризации лунных объектов.

В 1927 г. Райт [125] опубликовал результаты поляризационного наблюдения Луны, откуда видно, что максимальная поляризация (около 15—20%) лунного света достигается в квадратурах. Основываясь на этих результатах, Райт счел вероятным существование на лунной поверхности силикатов, гранита и подобных им других веществ.

Наблюдение поляризации света, отраженного от лунной поверхности, производилось также во время лунных затмений. Так, 31 мая 1844 г. Араго [126] вместе со своими сотрудниками наблюдал заметные признаки поляризации в красных лучах затмевающейся Луны. Аналогичное наблюдение было сделано 24 ноября 1844 г. Цантедеским [127].

Во время лунного затмения 27 февраля 1877 г. поляризационное наблюдение Луны произвел Фриман [128], который высказался в пользу наличия поляризации, хотя он не смог определить ее характер. Вообще, никто из упомянутых авторов не указывает на положение плоскости поляризаци лунного света.

При затмении Луны 21 июля 1917 г. обнаружить поляризацию лунных лучей пробовал проф. П. Н. Чирвинский [129]. Он применял призму Николя, взятую из микроскопа Зейберта. П. Н. Чирвинский с сомнением отмечает, что лунный свет как бы поляризован, впрочем там же указывает на большую сложность этого вопроса. Он считает необходимым принять в расчет поляризацию неба.

31 мая 1920 г. лунное затмение с помощью полярископа Савара наблюдал Салэ [130]. Он не мог обнаружить поляризацию в различных частях тени.

Таким образом, поляризационные наблюдения лунного света во время затмения показывают противоположные результаты. Вообще говоря, такие наблюдения весьма трудны и не очень достоверны и требуют повторения и уточнения.

Серьезного внимания заслуживают исследования поляризационных особенностей поверхности Луны (а также планет), выполненные француз-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

ским астрономом Б. Лио [131] в Медонском филиале Парижской обсерватории. Лио проводил наблюдения с помощью 175 мм рефрактора. Для определения степени поляризации и положения плоскости поляризации лунного света он применял построенный им же поляриметр с удваивающим анализатором, типа поляриметра Савара. Такой поляриметр впервые был сконструирован еще в 1919 г. В. В. Каврайским [132].

Лио исследовал как интегральный свет Луны, так и отдельные области ее поверхности в количестве 23 объектов, начиная от самых темных и кончая наиболее светлыми. Он нашел, что величина степени поляризации лунного света изменяется закономерно в зависимости от «угла зрения», по его терминологии, или от угла фазы, как сейчас принято говорить.

Максимальное значение поляризации общего света Луны Лио наблюдал около квадратур (между 70—80° и 110—120° угла зрения), причем степень поляризации для возрастающей Луны (6.6%) была несколько меньше, чем для убывающей (8.8%). Это обстоятельство он объяснил тем, что в последней четверти моря занимают вдвое большую долю площади освещенной части Луны, чем в первой четверти. А, между тем, чем темнее отражающая поверхность, тем больше, по результатам Лио, степень поляризации ее света. Кроме того, замечено различие в общем виде кривой поляризации для первой и последней четвертей Луны: для ранних фаз эта кривая изменяется весьма плавно, в то время как после последней четверти она претерпевает довольно резкое и крутое падение, вызываемое, повидимому, исчезновением за терминатором наиболее темных областей Моря Облаков и Моря Дождей.

Исследуя степень поляризации света, отраженного от отдельных областей лунной поверхности, размерами около 1′ в диаметре, Лио нашел, что наибольшей способностью поляризовать свет характеризуются некоторые участки морей, для которых количество максимально поляризованного света часто колеблется между 12% и 16%.

Наоборот, самые светлые места Луны показывают наименьшую поляризацию, близкую по своим максимальным значениям к среднему максимуму всей Луны. Так, например, для наиболее ярких областей всего лунного диска степень поляризации не превышает 4.8%. Вообще же, для материков максимальная поляризация находится между 6.5% и 7.5%.

При этом, поляризация морей носит наиболее неравномерный характер, в то время как степень поляризации отдельных светлых (горных) областей довольно одинакова. Для морей в отдельных случаях поляризация достигает гораздо более высокого значения (до 17%), чем ее максимальное значение для общего света Луны.

Области, которые имели бы максимальную поляризацию в пределах от 7.5% до 12%, представляют по Лио, большую редкость на Луне.

Поляризация различных по местонахождению и одинаковых по окраске площадей лунной поверхности во время квадратур не показывает различия, если исследуемые области расположены около центра и краев полумесяца Поблизости терминатора, наоборот, наблюдается отмеченное еще Секки [118] увеличение поляризации, заметное особенно на морях, где по Лио иногда она доходит до 50%. Поэтому, Лио считает, что количество поляризованного света зависит от угла, образуемого поверхностью Луны с направлением на наблюдателя, лишь в соседстве с терминатором.

Вообще, по Лио, получается, что для отдельных областей количество поляризованного света, грубо говоря, меняется в обратной пропорции к альбедо.

Необходимо сказать, что кроме вычисления степени поляризации лунного света, Лио производил также определения положения плоскости поляризации. В результате таких определений он нашел, что плоскость поляризации лунного света может быть как параллельной, так и перпендикулярной к плоскости зрения или к плоскости, проходящей через центры Луны и Солнца и глаз наблюдателя. В первом случае, Лио называет поляризацию положительной, а во втором случае—отрицательной. Степень поляризации он обозначает, соответственно, со знаком (+) или (—).

Лио утверждает, что около полнолуния или при малых углах зрения (в пределах 0°—23.°5) общий свет Луны поляризован отрицательно. Причем величина степени поляризации, возрастая синусоидально от нулевого значения во время момента оппозиций, достигает лишь −1.2% для угла зрения 11°. Затем она уменьшается, обращается в нуль при угле зрения 23.5° и, опять возрастая, становится положительной для больших углов. Эта картина имеет абсолютно симметричный вид для времен после полнолуния и до него, при значении угла зрения ниже 35°. Выше же 35°, как было сказано, для убывающей Луны поляризация больше, чем для прибывающей Луны. Около новолуния поляризация уменьшается, оставаясь положительной, и значения степени поляризации для убывающей и прибывающей Луны быстро приближаются одно к другому

Подобное явление наблюдал Лио и при исследовании отдельных областей лунной поверхности. Он нашел, что плоскость поляризации одинакова в каждой точке Луны, как на материках, так и на морях. Она не зависит от ориентации поверхности Луны по отношению к направлениям Земли и Солнца, как можно было ожидать, и показывает связь лишь с ориентацией плоскости зрения, которой она всегда либо параллельна, либо перпендикулярна.

Следует отметить, что явление отрицательной поляризации лунного света не было замечено ни одним исследователем до Лио. Араго и все другие авторы вообще ни разу не находили на Луне никакой поляризации ниже 30° значения угла фазы. Причиной этого обстоятельства Лио считает весьма малую величину отрицательной поляризации, неподдающуюся измерениям примененными ранее инструментами ввиду низкой точности последних Новый поляриметр же Лио, по его убеждению, давал возможность измерить поляризацию света визуальным наблюдением, если она достигала 0.1%.

Однако, как показал Л. Тумерман [133], такое утверждение Лио не соответствует действительности. Рассматривая визуальные методы измерения степени поляризации излучения, Л. Тумерман приходит к заключению, что относительная ошибка, совершаемая Лио при визуальном определении малых степеней поляризации (около 0.01) лунного света, равна или больше определяемой величины. Поэтому результаты Лио, относящиеся к отрицательной поляризации, являются неуверенными.

Лио исследовал поляризационные свойства света, отраженного от некоторых земных веществ, в том числе—от лав и вулканического пепла Везувия. Вычислив степени поляризации и построив кривые изменения этой величины в зависимости от угла зрения (в данном случае это будет угол при исследуемом веществе между падающим на него и отраженным к наблюдателю лучами), он нашел, что наибольшее сходство с поляризационными свойствами лунной поверхности показывают вулканические пеплы Везувия. В результате этого, Лио пришел к выводу, что поверхность Луны должна быть покрыта аналогичной земным вулканическим пеплам вулканической пылью.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Лио высказывается против заключений Н. П. Барабашева о том, что лунные породы сходны непосредственно с вулканическими лавами.

Однако, как совершенно правильно указывает А. В. Хабаков [19], Н. П. Барабашев основывался на угле максимальной поляризации, который не вычислен Лио. Кроме того, материал Лио недостаточен и не охарактеризован петрографически. Он рассматривает среднюю кривую поляризации Луны, характеризующую главным образом свойства лунных морей (равнин), а не гор. Между тем, как отмечает А. В. Хабаков, действительно допустимо, что лунные равнины покрыты пеплами, но скалистую поверхность лунных гор (хребтов и высоких вершин) не следует предполагать состоящей только из пеплов. Таким образом, возражения Лио не имеют основания.

В 1941 г., производя подготовительные работы к наблюдению полного солнечного затмения, В. Г. Фесенков и О. П. Крамер [134] получили снимки Луны через поляроид около момента полнолуния. Для фотографирования Луны была применена камера с фокусным расстоянием в 70 см. Обработав полученные снимки по методу, предложенному В. Г. Фесенковым [135], авторы нашли, что свет, отраженный различными областями лунной поверхности вблизи полнолуния, вовсе не поляризован.

Исследуя различные зоны лунной поверхности с помощью специальной поляризационной пластинки, укрепленной в фотокамере, Оман ([8] стр. 37) подтвердил наличие поляризации света, отраженного от некоторых областей Луны.

В 1946 г., в связи с работой, посвященной оценке массы лунной атмосферы (об этой оценке см. выше, стр. 17—18) на основании поляризационных наблюдений, Ю. Н. Липский [43, 44] получил фотографии Луны около моментов первой и последней четвертей, снятые через поляроид в зеленых и синих лучах с помощью коронографа.

Применяя метод В. Г. Фесенкова [135], Ю. Н. Липский вычислил степень поляризации и угол между плоскостью поляризации и экватором интенсивности для отдельных участков, составляющих около 0.001 площади видимого лунного диска во время квадратуры. По Ю. Н. Липскому получается, что степень поляризации различных деталей Луны через зеленый фильтр меняется от 0 до 28%, а угол между плоскостью поляризации света и экватором интенсивности показывает изменения от +48° до — 32°.

В своей работе [44] Ю Н. Липский рассматривает вышеупомянутые нами работы Ландерера, Н. П. Барабашева и Лио и делает по ним некоторые замечания. В частности, Ю. Н. Липский считает, что отождествление лунных почв с земными материалами, произведенное указанными авторами, является физически необоснованным.

В 1949 г. французские ученые Б. Лио и О. Дольфус [136] изучали поляризацию пепельного света Луны с помощью визуального поляриметра, снабженного полярископом. Они нашли, что в квадратурах пепельный свет заметно поляризован, что объясняется очень сильной поляризацией солнечного света, рассеянного земной атмосферой в межпланетное пространство.

Эти же авторы [137], на основании попытки поляриметрического измерения сумеречного эффекта, вызванного гипотетической лунной атмосферой во время квадратуры определили, что эта атмосфера могла быть легко обнаружена, если ее плотность была бы больше 10^{-8} плотности земной атмосферы.

Продолжая начатую вместе с Лио работу, О. Дольфус [138], в целях обнаружения еще более слабой атмосферы Луны, применил коронограф и интерференционный полярископ и исследовал поляризацию солнечного света, рассеянного за рожками полумесяца. Он пришел к заключению, что плотность лунной атмосферы у ее поверхности меньше в 10^9 раз, чем плотность земной атмосферы у поверхности Земли.

Наконец, необходимо отметить работу [139] того же Дольфуса, посвященную определению кривой поляризации Земли и природы лунной почвы. Наблюдая поляризованный пепельный свет Луны в ранних и поздних фазах, О. Дольфус, с помощью ранее примененной им же (вместе с Лио) установки [136], нашел возможность оценить степень поляризации света, рассеянного в межпланетное пространство освещенной Солнцем Землею. Именно, придавая надлежащую поправку за эффект деполяризации, вызванной диффузным отражением света от лунной поверхности, О. Дольфус получил, что поляризация земного света достигает 36%.

Вычислив т. н. коэффициент деполяризации для лунной почвы, О. Дольфус нашел, что эта величина зависит от альбедо и она находится в согласии с высказываниями Лио о возможности покрытия поверхности Луны слоем вулканического пепла.

Итак, рассматривая работы по изучению поляризации лунного света прежними исследователями, мы убедились, что весь существующий материал получен визуальным или фотографическим методами и, поэтому, страдает известной, относительно низкой точностью по сравнению с тем материалом, что может дать более совершенный и точный фотоэлектрический метод.

Этот материал неудовлетворителен и в смысле его применения для определения природы лунной поверхности, ввиду того, что в нем, в основном, приводятся лишь средние значения поляризации света, обычно относящиеся к немногочисленным и обширным областям Луны Кроме того, наблюдения неравномерно распределены по лунным фазам, что не позволяет строить точные кривые изменения степени поляризации в зависимости от угла фазы Луны, необходимые для сравнения с такими же кривыми земных веществ.

Не вычислялся и азимутальный угол между падающими на лунную поверхность и отраженными от нее солнечными лучами, влияние которого на степень поляризации света, отраженного от лунных деталей, необходимо учитывать. Действительно, еще в 1903 г. Талер [140] показал, что интенсивность отраженного от матовой поверхности света зависит от азимутального угла между плоскостями падения и отражения. При этом, максимум интенсивности отраженного света (при данных углах падения и отражения), всегда наблюдается во время азимута 180°.

Следует также отметить, что отнюдь не достаточны и существующие данные, относящиеся к ориентировке плоскости поляризации света, отраженного от различных объектов Луны.

В нашей работе мы опираемся на проведенные нами в Абастумани фотоэлектрические измерения и по ним исследуем степень и плоскость поляризации лунного света, отраженного от ряда деталей поверхности Луны.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Глава третья

МЕТОД НАБЛЮДЕНИЙ И АППАРАТУРА

§ 7. Фотоэлектрический метод наблюдений, его преимущества и недостатки

Применение фотоэлектрического метода для астрономических наблюдений основано на законах фотоэлектрического эффекта. Из трех видов этого явления мы остановимся только на наиболее часто используемом в астрофизике, так называемом, поверхностном или внешнем фотоэффекте потому, что в нашей наблюдательной аппаратуре использован именно фотоэлемент с внешним фотоэффектом.

Суть внешнего фотоэлектрического эффекта состоит в том, что электроны, находящиеся внутри какого-либо вещества (обыкновенно—металла или полупроводника) получив энергию света, могут, при определенных условиях, выйти за пределы поверхности этого вещества.

Принцип применения фотоэффекта для наблюдений выражается в том, что с помощью специальных приборов—фотоэлементов, измерения лучистой энергии сводятся к измерению электрического тока. Но, поскольку электрические величины можно измерить с очень большой точностью, фотоэлектрический метод в настоящее время является точнейшим методом фотометрии, вообще, и астрофотометрии—в частности. Точность фотоэлектрических наблюдений составляет тысячные доли звездной величины. Это —главное преимущество фотоэлектрического метода.

Одну из характерных особенностей фотоэлектрического эффекта представляет тот факт, что количество электронов, вылетевших из фоточувствительной поверхности, вообще, прямо пропорционально количеству радиации, упавшей на эту поверхность. Последнее обстоятельство очень упрощает вычислительные работы по наблюдательным материалам. Помимо этого, оно позволяет непосредственно определять интегральные яркости протяженных небесных объектов и полные интенсивности спектральных линий.

В отличие от визуальных и фотографических наблюдений, при фотоэлектрических наблюдениях все измерения ведутся всегда с одним и тем же и, вместе с тем, строго постоянным приемником света. Это обеспечивает большую стабильность и объективность фотометрической системы при использовании фотоэлектрической фотометрии.

Фотоэлемент представляет собой прибор, который свободен от всевозможных ошибок глаза, проявляющих себя при визуальных наблюдениях, а также и от немалого количества фотографических ошибок.

Кроме вышеуказанных, применение фотоэлемента имеет еще то преимущество перед визуальным и фотографическим методами, что оно позволяет получать непрерывную и точную регистрацию светового потока и обнаруживать его возможные кратковременные и небольшие изменения.

Необходимо отметить, что фотоэлектрический метод отнюдь не является абсолютно свободным от всяких недостатков. Наоборот, несмотря на большие преимущества, этот метод кое в чем уступает визуальному и фотографическому методам. Например, последние характеризуются большей способностью проникновения по сравнению с первым. Некоторым недостатком фотоэлектрического метода надо считать достаточно заметную сложность используемых при его применении приборов — электрофотометров.

При наблюдениях Луны больше всего выявляется недостаток фотоэлектрической фотометрии, состоящий в том, что использование последнего метода, в отличие от фотографического, не дает возможности наблюдать одновременно многие объекты лунной поверхности. Этот недостаток, которым также страдает и визуальная фотометрия, представляет собой серьезную помеху в смысле накопления большого наблюдательного материала.

Открытие явления фотоэффекта почти сразу же нашло применение в астрономии. Одним из первых объектов, над которым были поставлены опыты, была Луна. Еще в 1907 г. появилась статья Стеббинса и Брауна [141], в которой авторы сообщали о результатах определения селеновым фотометром зависимости блеска Луны от ее фазы. Затем, интегральную фотоэлектрическую фотометрию Луны произвел Ружье [142]. Он нашел, что отражение от лунной поверхности не соответствует законам Ламберта и Ломель-Зеелигера. Ружье [143] выполнил также фотоэлектрическое определение альбедо Луны, которое получилось равным 0.055. Работа Колдера [144] посвящена определению звездных величин Луны и других небесных светил методом электрофотометрии.

С применением фотоэлектрического метода были выполнены и другие интересные наблюдения Луны, о которых мы частично упомянули выше (§ 4).

Наконец укажем, что описание фотоэлементов и общий обзор фотоэлектрической астрофотометрии, с соответствующей библиографией, приводятся, например, в работах В. Б. Никонова ([52] главы V и XXV) и П. Г. Куликовского [145].

§ 8. Краткое описание примененного электрофотометра

Накопление наблюдательного материала для данной работы производилось в Абастуманской астрофизической обсерватории с помощью первого советского звездного электрофотометра. Весьма подробное описание этого прибора дается в работах [146, 147]. Тем не менее, мы считаем нужным привести здесь хотя бы очень краткое его описание.

Абастуманский звездный электрофотометр разработан В. Б. Никоновым и П. Г. Куликовским и установлен на сконструированном Н. Г. Пономаревым 330 миллиметровом рефлекторе. В качестве оптической системы этого электрофотометра применена схема Фабри (или схема выходного зрачка), с помощью которой устраняются возможные систематические ошибки, возникающие за счет неоднородности распределения чувствительности по поверхности фотокатода (ошибки гидировки и ошибки при сравнении объектов с различной фотометрической структурой).

Этот прибор имеет газополный сурьмяно-цезиевый фотоэлемент. Усиление фототока производится собранным по схеме Пеника компенсационным усилителем постоянного тока. Фототок измеряется высокочувствительным зеркальным гальванометром.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Основные элементы электрофотометра—фотоэлемент, входное высокоомное сопротивление и электрическая лампа, помещены в вакуумном цилиндрическом корпусе.

Оптическая часть прибора расположена в специальном переходном устройстве, посредством которого корпус фотоэлемента присоединен к питающему рефлектору. В этом месте помещаются линза Фабри, электромагнитный затвор, диафрагмы разных диаметров, устанавливаемые по мере надобности и сменные металлические оправы с разными светофильтрами, поляроидами и нейтральными фильтрами.

Здесь же устроены: постоянный источник света (фотометрический стандарт), сделанный из обладающей высоким постоянством свечения, самосветящейся радиоактивной краски и, связанная со вспомогательной трубкой, выдвижная призма полного внутреннего отражения, позволяющая наблюдать положение измеряемого объекта в диафрагме поля, т. е. контролировать наводку на этот объект.

Электрофотометр установлен на полой оси склонения в нэсмитовском фокусе рефлектора. Благодаря подшипниковому креплению фотометр может двигаться в позиционной плоскости. Это обеспечивает удобную для наблюдения установку контрольной трубки.

Гальванометр, контрольно-измерительные приборы, реостат и питающие батареи помещены в отдельной комнате. Они соединены с прибором хорошо изолированными и тщательно заэкранированными проводами.

Наблюдения осуществляются двумя наблюдателями. Один из них находится в башне у рефлектора. Он наводит телескоп на измеряемые объекты и гидирует с помощью 10-см гида, снабженного позиционным микрометром, а также сменяет фильтры или поляроиды и диафрагмы.

Второй наблюдатель помещается в комнате, где находится гальванометр и перечисленные выше другие элементы электрофотометра. Эта комната может быть освещенной и, в необходимых случаях—отепленной. Задача второго наблюдателя состоит в том, что он должен регулировать работу усилителя, оперировать электромагнитным затвором и вести отсчеты гальванометра и записи в журнале наблюдений.

Заслуживает быть отмеченным, что посредством рассматриваемого электрофотометра произведено немало интересных наблюдений в различных областях астрономии и геофизики. В частности по селенографии, с помощью этого прибора получен наблюдательный материал для неоднократно упоминавшейся работы А. В. Маркова [75].

Применив этот же прибор, Т. Мегрелишвили и Д. Хитаров произвели измерения падения освещенности в полутени и тени через два светофильтра во время полного лунного затмения 8.XII.1946 г. Эти измерения были обработаны и опубликованы нами [148].

Кроме поляризационных наблюдений, проведенных в данной работе, мы выполнили на этом приборе ряд абсолютных измерений яркости нескольких деталей Луны около полнолуния. Результаты обработки этих наблюдений ждут опубликования.

§ 9. Исследование поляризующих свойств телескопа

Для обнаружения систематической ошибки, неизбежно вкрадывающейся в наблюдения благодаря способности зеркал рефлектора поляризовать свет, необходимо было провести работу по исследованию поляризующих свойств примененного нами телескопа. Это мы считали нужным особенно потому, что абастуманский звездный электрофотометр

прикреплен к устроенному по предфокальной системе Нэсмита рефлектору, которая, как известно, предусматривает дополнительное плоское зеркало, помещенное под углом 45° относительно направления входящего в телескоп света небесных тел.

Не найдя нигде в литературе никаких работ, касающихся исследования поляризующих свойств астрономических инструментов, мы поступили следующим образом.

Во-первых, посредством установки, примененной нами для поляризационных наблюдений лунных объектов, были измерены, при совершенно равных условиях с лунными наблюдениями, степени поляризации света нескольких ярких звезд, разных спектральных типов. Считая свет этих звезд неполяризованным, можно было, как мы думали, полученную величину степени поляризации приписать самой оптике использованного инструмента.

Материал поляризационных наблюдений звезд собран в таблице 9.I, где приведенная в последнем столбце величина P означает степень поляризации света звезд, вычисленную по формуле (12.4) (см. дальше § 12).

Как видно из этой таблицы, средняя степень поляризации света звезд, выведенная из 11 измерений, равняется 0.040. Примерно такой величины должна была быть, по-нашему убеждению, и ошибка, вносимая в поляризационные наблюдения лунной поверхности оптикой применяемого телескопа.

Однако, как это следует из астрономических наблюдений последнего времени [149, 150, 151, 152, 153], свет некоторых звезд поляризован. Не будучи уверенными в полном отсутствии поляризации света наблюдаемых нами звезд, мы могли с сомнением отнестись к проведенному нами опыту.

Таблица 9.I ცხრილი

№№ п. п.	Дата наблюдения დაკვირვების თარიღი	Момент наблюдения по Мировому времени დაკვირვების მომენტი მსოფლიო დროით	Название звезды ვარსკვლავის დასახელება	Величина სიდიდე	Спектральный класс სპექტრული კლასი	P
		h m		m		
1	1950, дек., 17 დეკ.	16 37·5	ο Тельца—კუროსი	3·80	G5	0·038
2	„ 17	16 52·5	η Рыб—თევზების	3·72	„	0·030
3	„ 18	16 13·0	ο Тельца—კუროსი	3·80	„	0·051
4	„ 19	17 10·0	„	3·80	„	0·035
5	„ 19	17 24·0	„	3·80	„	0·040
6	1951, янв., 13 იანვ.	19 01·0	„	3·80	„	0·040
7	„ 14	16 36·5	η Рыб—თევზების	3·72	„	0·037
8	„ 14	16 58·5	ο Тельца—კუროსი	3·80	„	0·032
9	1954, март, 19 მარტი	17 09·0	α Гидры—გველეშაპის	2·16	K2	0·041
10	„ 19	17 22·0	ε Льва—ლომის	3·12	G0p	0·051
11	„ 19	17 37·5	θ Гидры — გველეშაპის	3·84	A0	0·042

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Поэтому представляло интерес, с точки зрения сравнения, провести нашей установкой наблюдения тех звезд, свет которых по исследованиям других авторов не показывал поляризацию.

Такие наблюдения действительно и были проведены нами. Объектами наблюдения были выбраны звезды, показывающие близкие к нулю степени поляризации по электрофотометрическому исследованию Хильтнера [151].

Результаты наших наблюдений приведены в таблице 9.II. Для сравнения, в последнем столбце этой таблицы приводятся также степени поляризации P_x тех же звезд по измерениям Хильтнера в 1949—50 гг. [151].

Как видно, между двумя рядами наблюдений имеется систематическое расхождение. При этом степень поляризации, полученная нами, обычно больше таковой, полученной Хильтнером. Помимо этого заметен одинаковый в обоих наблюдениях ход степени поляризации звезд по их расположению в таблице.

Таблица 9. II ცხრილი

№№ п. п.	Дата наблюдения დაკვირვების თარიღი	Момент наблюдения по Мировому времени დაკვირვების მომენტი მსოფლიო დროით	Номер звезды по BD ვარსკვლავის ნომერი BD მიხედვით	Величина სიდიდე	Спектральный класс სპექტრული კლასი	$P_{Дж}$	P_x
		h m	°	m			
1	1952, май, 28	21 7·5	— 8 4010	5·15	B5	0·030	0·004
2	июнь, 1	22 23·0	+20 3649	5·09	B3	0·048	0·008
3	„ 1	22 48·5	+22 3648	5·40	B.05	0·043	0·007
4	„ 1	23 14·0	+24 3914	5·67	A21a	0·055	0·009
5	„ 1	23 33·0	+31 3925	5·69	B1·5	0·070	0·008

Наблюдения Хильтнера, как и наши, произведены с применением рефлектора, вследствие чего несомненно, что его результаты также должны быть отягчены ошибками, вызываемыми поляризующими свойствами зеркал инструмента. Однако, надо сказать, что Хильтнер наблюдал в фокусе Кассегрена, в то время, как наши наблюдения, как уже было отмечено выше, производились в фокусе Нэсмита, отличающимся от предыдущего дополнительным плоским зеркалом. Поэтому становится понятной и причина систематического повышения степеней поляризации звезд в наших результатах по сравнению с результатами Хильтнера.

Поскольку систематические ошибки, вносимые вообще примененной Хильтнером установкой в величину поляризации звезд, как указывает сам автор, чрезвычайно малы, то можно допустить, что часть этих ошибок, вызванная зеркалами рефлектора равняется нулю. Тогда, беря разность между средними степенями поляризации пяти звезд, наблюденных нами и Хильтнером, будем иметь $(P_{Дж})_{ср} - (P_x)_{ср} = 0.042$, т. е. получается величина, близкая к принятой раньше для характеристики поляризующего свойства нашего рефлектора.

Таким образом казалось, что вопрос исследования поляризующих свойств телескопа был решен более или менее правильно. Однако, указание В. А. Домбровского [153] на то, что поляризация звездного света меняется со временем и, вообще, желание иметь более убедительные данные, заставили нас провести и другой опыт, описанный ниже.

Первой задачей при подготовке опыта было отыскание такого источника света, степень поляризации которого заведомо была бы около нуля. Известным фактом естественности прямого солнечного света мы не решились воспользоваться ввиду необходимости быть весьма осторожным при работе на электрофотометре во время наблюдения таких ярких источников, как солнечные лучи.

Заключением акад. В. Г. Фесенкова и О. П. Крамер [134] о том, что полная Луна не показывает ни малейшего признака поляризации, примененное в последнее время Д. А. Рожковским [154] для исследования поляризующей способности оптики алма-атинского менискового телескопа, мы также не могли воспользоваться потому, что для нас именно Луна представляла изучаемый объект и считали, что результаты В. Г. Фесенкова и О. П. Крамер для нашего случая требуют проверки.

В результате вышесказанного, для наших целей мы остановились на исследовании искусственного источника света, а именно—на исследовании света, создаваемого температурным излучением нити накала, нагреваемой электрическим током в лампе накаливания. Хотя, как известно [155], свет обычных температурных (не черных) излучателей частично поляризован, но воспользовавшись указанием акад. С. И. Вавилова [155] мы надеялись получить квазиестественный свет посредством пропускания поляризованного света через мутную среду.

Опыт осуществлялся следующим образом. На одном конце оптической скамьи помещалась строго диафрагмированная 12-вольтовая лампа накаливания, применяемая для оптических приборов. Она питалась от щелочных аккумуляторов. Постоянство напряжения тока проверялось прецизионным вольтметром. На другом конце скамьи был установлен фотоумножитель ФЭУ-19, перед фоточувствительным слоем которого ставился поляроид, применяемый нами для наблюдений лунной поверхности. Вычисление степени поляризации производилось описанным в § 12 способом.

Измерения на оптической скамье показали, что степень поляризации прямого света лампы накаливания в среднем равна 0.045. Для уменьшения поляризации исследуемого источника света перед лампой было помещено матовое стекло, но это почти ничего не изменило. Затем измерения были произведены через молочное стекло, при различных положениях последнего и при различных яркостях лампы, что обеспечило снижение поляризации почти до нуля. Полученную все же, очень маленькую величину степени поляризации (0.007) надо приписать погрешностям измерений, вследствие чего, даже в случае теоретического отсутствия поляризации ($a=b=c$), величины a, b, c всегда отличны друг от друга и подрадикальная величина в формуле (12.2) всегда положительна [134].

После этого мы решили наблюдать такой источник света через оптику рефлектора. На этот раз лампочка помещалась вне башни, на расстоянии приблизительно 9 метров и после тщательной наводки рефлектора брались отсчеты на гальванометре обыкновенным образом. В результате ряда измерений получилось, что степень поляризации исследуемого света, прошедшего через оптику рефлектора, равняется 0.046±.005.

Полученная при этом сравнительно большая величина средней квадратической ошибки (0.005) объясняется трудностью точной наводки рефлектора на источник света. Маленькое перемещение источника света, ввиду его близости к телескопу и присутствия центральных вспомогательных зеркал, экранирующих основное большое зеркало рефлектора,

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

вызывало заметное изменение количества света, падающего на зеркало рефлектора и, стало быть,—отсчетов на гальванометре.

Все величины, касающиеся проведенного опыта, собраны в таблице 9.III.

Вычитая, сейчас, из величины степени поляризации, полученной при наблюдении квазиестественного света после его прохождения через оптику рефлектора (0.046), степень поляризации этого же света до его прохождения телескопа (0.007), получаем 0.039, т. е. величину, находящуюся в хорошем согласии с полученными раньше величинами, характеризующими поляризующую способность зеркал рефлектора.

Таблица 9. III ცხრილი

№№ п. п.	Наблюдаемый источник დაკვირვებული წყარო	Количество измерений გაზომვათა რაოდენობა	Средняя степень поляризации со средней квадратической ошибкой პოლარიზაციის საშუალო ხარისხი საშუალო კვადრატული ცდომილებით	Примечание შენიშვნა
1	Прямой свет лампы накаливания ვარვარების ნათურის პირდაპირი სინათლე	5	0·045±0·002	Без прохождения оптики рефлектора რეფლექტორის ოპტიკის გაუვლელად
2	Свет лампы накаливания, продшедший через матовое стекло ვარვარების ნათურის სინათლე, გავლილი მქრქალ მინაში	5	0·046±0·003	„
3	Свет лампы накаливания, прошедший через молочное стекло ვარვარების ნათურის სინათლე, გავლილი რძისებრ მინაში	24	0·007±0·005	„
4	„	15	0·046±0·005	С прохождением через оптику рефлектора რეფლექტორის ოპტიკის გავლით

Таким образом, взяв среднее из величин, полученных для характеристики поляризующей способности зеркал рефлектора, можем окончательно заключить, что степень поляризации света, вызванная прохождением последнего через оптику рефлектора равняется 0.040.

Следует отметить, что согласно любезному сообщению В. А. Домбровского, наш результат хорошо согласуется с проведенными им исследованиями по изучению поляризующих свойств алюминированных зеркал.

Ясно, что представляет большой интерес установление возможности учета ошибок, вносимых влиянием поляризующего свойства телескопа в поляризационные наблюдения лунных объектов. Поэтому мы и сделали изложенную ниже попытку такого учета.

Для выяснения характера поляризации света, а именно, для установления эллиптичности или прямолинейности (см. § 5) поляризации, как известно, применяется пластинка в четверть длины волны [153].

Не имея возможности постановки таких исследований, мы будем основываться на результатах прежних исследователей [131], и примем, что свет, отраженный от лунной поверхности, поляризован прямолинейно. Причем, плоскость поляризации (помимо момента полнолуния, о котором будем говорить ниже), как показывают исследования Б. Лио [131] и Ю. Липского [44], а также наши результаты (см. заключение), —расположена с небольшими отклонениями в плоскости экватора интенсивности.

Что касается характера поляризации естественного света, прошедшего через оптику рефлектора, то такой свет должен быть поляризованным эллиптически, поскольку его отражение происходит от поверхности алюминированных зеркал. Плоскость же поляризации рефлектора, как показало исследование, проходит через оптическую ось и ось склонения телескопа.

Принимая во внимание вышесказанное, мы теперь можем поступить следующим образом. Сначала с помощью легко получаемой формулы:

$$\cos x = \frac{\sin \delta_\odot - \sin \delta_☾ \cos l}{\cos \delta_☾ \sin l}, \qquad (9.1)$$

где l—угловое расстояние между Солнцем и Луной, а $\delta_\odot$ и $\delta_☾$—склонения Солнца и Луны, для момента наблюдения данного объекта лунной поверхности, вычислим угол x между кругом склонения Луны и экватором интенсивности. После этого, построим приведенный здесь (рис. 2) чертеж, где вдоль экватора интенсивности (совпадающего с плоскостью поляризации лунного света) отложим вектор $\vec{p}$, эквивалентный величине измеренной, искаженной влиянием телескопа, степени поляризации, а вдоль лунной параллели (совпадающей с плоскостью поляризации телескопа)—вектор $\vec{P}=0.04$, характеризующий поляризующую способность телескопа.

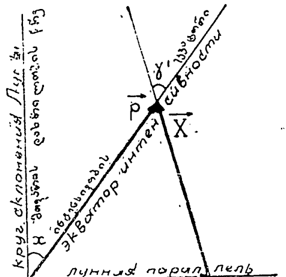


Рис 2 ნახ.

В таком случае, вектор $\vec{X}=\vec{p}-\vec{P}$ по своей величине должен быть эквивалентным истинной, если так можно сказать, степени поляризации света, а угол γ' должен показывать истинный угол между плоскостью поляризации света лунного объекта и экватором интенсивности.

Вычисленные для некоторых объектов таким путем величины X и γ' приведены в таблице 9.IV. Знак угла γ' определяется аналогично знаку угла γ (см. § 12). Для сравнения здесь же даются величины P и γ.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Таблица 9.IV ცხრილი

Дата თარიღი	Мировое время მსოფლიო დრო	Угол фазы ფაზის კუთხე	Объект ობიექტი	P	X	γ	γ′
1952·10·3	23ʰ 32ᵐ	+7°·1	Гиппарх ჰიპარქი	0·042	0·036	+75°·5	−61°·0
1953·3·30	21 28	+6·3	"	0·038	0·045	−51·6	−60·0
7·19	19 18	−83·2	"	0·098	0·062	−20·5	+12·0
8·1	22 51	+87·8	"	0·094	0·059	+14·5	−13·0
9·24	23 01	+25·6	"	0 051	0·028	+42·9	−50·5
1952·10·3	23 32	+7·1	Птоломей პტოლომე	0·053	0·046	+68·5	−47·0
10·27	17 26	−70·1	"	0·082	0·047	+6·8	+16·5
1953·3·30	21 07	+6·3	"	0·030	0 042	−43·2	−64·0
7·31	23 07	+74·5	"	0·094	0·060	+8·4	−16·0
1952·1·11	20 42	−6·1	Платон პლატონი	0·056	0·049	−55·8	−44·0
1953·8·24	20 52	+2·6	"	0·059	0·063	+65·5	+38·0
1952·1·10	17 40	−16·6	М. Кризисов (южная часть) კრიზისების ზღვა (სამხ. ნაწილი)	0·037	0·012	−25·9	−81·8
1953·3·31	20 46	+15·5	"	0·057	0·056	−44 9	−41·0

Как видно, в различных случаях, в зависимости от угла фазы Луны, зеркала рефлектора действуют различно на величину степени поляризации и положение плоскости поляризации лунного света. Если около квадратур степень поляризации всегда увеличивается из-за влияния паразитной поляризации инструмента, то около полнолуния иногда наблюдается ее уменьшение.

Это обстоятельство, может быть, указывает на замеченный впервые Лио [131] эффект так называемой отрицательной поляризации лунного света (см. § 6). В пользу последнего заключения, по-нашему мнению, говорит также наблюдаемый нами сильный поворот плоскости поляризации в моменты полнолуния. Впрочем, надо сказать, что для такого вывода приведенный здесь материал недостаточен.

В дальнейшем, ради исключения паразитной поляризации инструмента из наблюдений и окончательного решения вопроса отрицательной поляризации, необходим перенос электрополяриметрических наблюдений лунных объектов в Абастуманской астрофизической обсерватории с рефлектора на свободный от паразитной поляризации 40-см рефрактор*.

§ 10. Исследование примененного поляроида

В данной работе, при изучении поляризационных свойств лунной поверхности, анализатором служил помещенный между двумя защитными стеклами герапатитовый поляроид, изготовленный в Государственном оптическом институте в 1949 г. Пленки такого поляроида, толщиной в 0.01 мм, как известно, обладают свойством пропускать лишь линейно поляризованный свет. (Подробные данные о герапатитовых поляроидах можно найти в работах [156, 157, 158, 159, 160]).

* В данное время такое мероприятие уже осуществлено.

Для исследования примененного нами поляроида, в смысле определения его спектральной прозрачности и способности поляризовать свет в интервале 4000—6100 A°, был применен универсальный монохроматор УМ-2 со стеклянной оптикой. В качестве источника света применялась точечная лампа СЦ-62 из сенситометрического набора.

При напряжении накала 10.62 вольта, цветная температура лампы равнялась 2850 градусам, мощность—100 ваттам. При наших промерах лампа поддерживалась в указанном режиме. Свет ее фокусировался специальным конденсором на входной щели монохроматора. Ширина щели бралась равной 1 мм. Вплотную к выходной щели монохроматора, в качестве приемника лучистой энергии, ставился термоэлемент, изготовленный в лаборатории Ленинградского электро-технического института. Характеристики термоэлемента таковы: сопротивление 12.2 ома, чувствительность $1.0 \frac{\text{вольт}}{\text{ватт}}$, приемная площадь $1 \times 10 = 10$ мм^2.

Для измерения термотока служил чувствительный зеркальный гальванометр фирмы Кембриджа (внешнее критическое сопротивление 100 ом, чувствительность по току 230 $\frac{\text{мм}}{\mu\text{а}}$ при расстоянии между зеркалом и шкалой в 1 м, полный период собственных колебаний 1.5 сек, внутреннее сопротивление 18.7 ома). Раствор выходной щели брался равным 0.5 мм с той целью, чтобы световой пучек, выходящий из монохроматора, целиком умещался на узком (в 1 мм шириною) спае термоэлемента.

Градуировка барабана монохроматора заранее была известна по промерам спектральных линий ртутной и неоновой ламп.

Сперва промерялось распределение энергии в спектре лампы без поляроидов. Затем, спектральное распределение энергии в световом потоке лампы измерялось после прохождения излучения через наш поляроид, который помещался вплотную к входной щели монохроматора. Такие же промеры были произведены через два поляроида: наш и второй поляроид (который был вырезан из того же листа герапатитовой пленки, что и первый, но не был заключен между защитными стеклами), сперва при параллельном, а потом—при перпендикулярном друг к другу положениях их плоскостей поляризации.

Имея такие измерения, можно было уже вычислить коэффициенты прозрачности поляроидов и их способность поляризовать свет различных длин волн.

Для аналогичных промеров в близком ультрафиолете (3000—4000 A°) использовался имеющийся в Абастуманской обсерватории озонометр, разработанный в лаборатории фотометрии Института физики Ленинградского государственного университета [165].

Этот прибор имеет сурьмяно-цезиевый фотоэлемент с окном из тонкого увиолевого стекла и снабжен тремя узкополосными фильтрами с эффективными длинами волн 324 $m\mu$, 360 $m\mu$ и 440 $m\mu$.

При работе с озонометром, источником света, с помощью которого определялись коэффициенты прозрачности поляроидов, служил прямой свет Солнца, находящегося высоко над горизонтом. Промеры велись при совершенно ясной погоде.

Результаты измерений, выполненных с указанными инструментами собраны в табл. 10.I. В последней, кроме длины волны, приводятся выраженные в процентах: τ_1 —коэффициент прозрачности примененного нами поляроида; τ_2 —коэффициент прозрачности двух поляроидов: нашего и

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

другого поляроида, поставленных таким образом, чтобы их плоскости поляризации совпадали; τ_3 — коэффициент прозрачности тех же поляроидов при скрещенном положении их плоскостей поляризации.

Таблица 10. I ცხრილი

λ в $m\mu$	τ_1	τ_2	τ_3
324	2·8	1·4	0·1
340	2·7	1·0	0
360	3·6	0·6	0
380	8·5	3·7	0
400	14·8	8·8	0
420	20·0	12·8	0
440	24·5	17·0	0
460	28·7	19·3	0
480	30·4	20·4	0
500	28·8	19·7	0
520	29·0	19·5	0·2
540	29·0	20·0	0·2
560	28·7	20·3	0·2
580	28·8	21·2	0·3
600	30·0	23·4	0·3
606	30·3	23·7	0·3

Степень поляризации света, пропущенного примененным поляроидом, вычисленная по формуле $p=\frac{\tau_2-\tau_3}{\tau_2+\tau_3}$, как видим, равна 100% или же весьма близка к этому значению.

На рис. 3 даются кривые спектральной прозрачности, построенные согласно таблице 10.I. Для случая τ_3 кривая не приводится, ввиду нулевых (или близких к нулевым) значений этой величины.

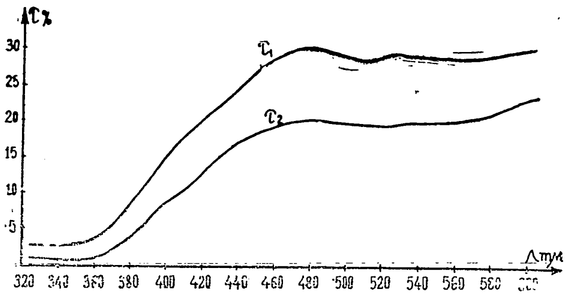


Рис. 3 ნახ.

На рис. 4 приводится взятая из работы [147] кривая спектральной чувствительности электрофотометра, использованного нами для поляризационных наблюдений Луны.

Рассмотрение таблицы 10.I, а также рисунков 3 и 4 показывает, что применение исследованного поляроида в качестве анализатора при поля-

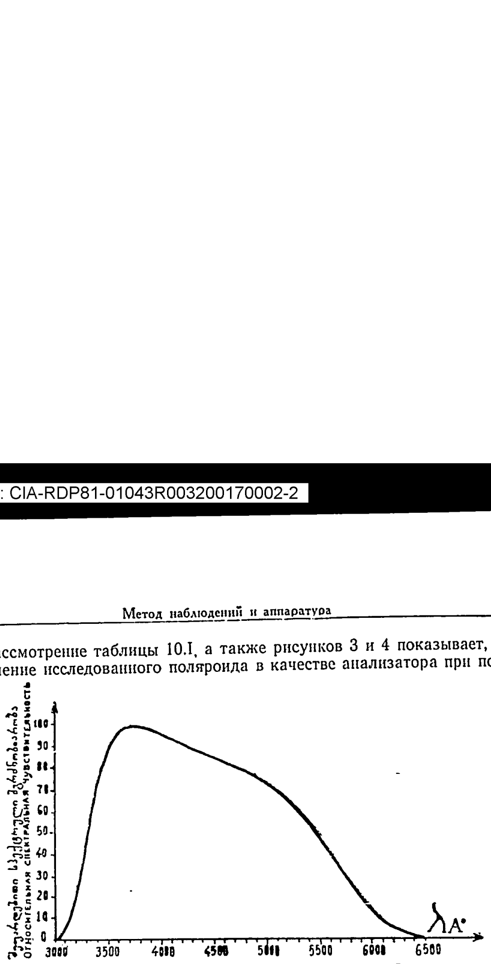


Рис. 4 ნახ.

ризационных наблюдениях на абастуманском электрофотометре, вполне оправдано.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Глава четвертая

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

§ 11. Выбор лунных образований для наблюдения

Накопление примененного в данной работе наблюдательного материала производилось нами в Абастуманской астрофизической обсерватории с 17.X. 1950 г. по 25.X. 1953 г.

Для изучения распределения поляризации по поверхности Луны наблюдения велись, вообще, для сорока пяти областей, но для окончательной обработки мы остановились на сорок одной области, которые более или менее равномерно покрывают видимую часть лунного диска. Стремление наблюдать большое число лунных объектов, было ограничено характером примененного метода наблюдений, исключающего возможность одновременного наблюдения более одной детали. Это обстоятельство, как мы уже отмечали в § 7, представляет серьезный недостаток фотоэлектрического метода в смысле затраты времени для получения массового наблюдательного материала.

Измеряемые области лунной поверхности можно разбить на следующие четыре группы:

I —Моря и заливы;
II.—Дно кратеров;
III.—Материки и горные области;
IV.—Светлые лучи.

Номера по порядку, названия и селенографические координаты (φ—широта; λ—долгота) всех измерявшихся объектов лунной поверхности даны в таблице 11.I.

Кроме того, эти же области отмечены на приведенных здесь снимках Луны (фото 1 и 2).

Отождествление координат наблюдаемых лунных деталей производилось по картам Нейсона [161].

Координаты большинства наших объектов совпадают с координатами объектов, исследованных ранее другими авторами применением разных методов.

Это обстоятельство позволяет произвести сравнение наших поляризационных наблюдений как с подобными же наблюдениями, так и с наблюдениями, характеризующими отражательную способность, цвет и другие свойства лунной поверхности.

Наблюдения производились во всех фазах Луны над всеми видимыми в данное время избранными областями, когда это было возможно. Но не всегда, конечно, по состоянию неба или по другим причинам, удавалось наблюдать за одну данную ночь все видимые избранные объекты.

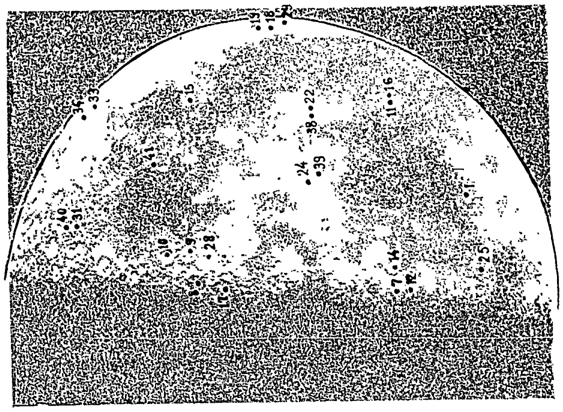


Фото 1 ფოტო

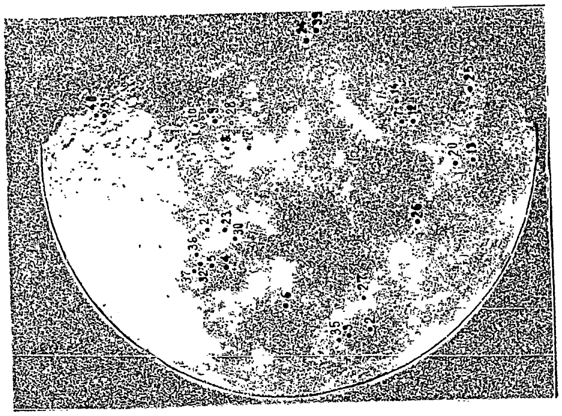


Фото 2 ფოტო

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Таблица 11. I ცხრილი

№№	Название объектов и измеряемых точек ობიექტებისა და გაზომილი წერტილების დასახელება	φ	λ
1	2	3	4
	I. Моря и заливы **ზღვები და ყურეები**		
1	Залив Радуги (центр) ცისარტყელას ყურე (ცენტრი)	+45°·0	−31°·5
2	Море Кризисов (центр) კრიზისების ზღვა (ცენტრი)	+16·0	+58·5
3	Море Кризисов (южная часть) კრიზისების ზღვა (სამხრეთი ნაწილი)	+12·0	+57·0
4	Море Нектара (центр) ნექტარის ზღვა (ცენტრი)	−15·0	+35·0
5	Море Нектара (южная часть) ნექტარის ზღვა (სამხრეთი ნაწილი)	−17·0	+34·0
6	Море Плодородия (к востоку от кратера Мессье) ნაყოფიერების ზღვა (კრატერ მესიეს აღმოსავლეთით)	− 2·0	+45 0
	II. Дно кратеров **კრატერთა ფსკერები**		
7	Автолик (центр) ავტოლიკი (ცენტრი)	+30·5	+ 1·5
8	Альбатений (центр) ალბატენი (ცენტრი)	−11·5	+ 4·0
9	Альфонс (центр) ალფონსი (ცენტრი)	−13 0	− 3·0
10	Арзахель (центр) არზახელი (ცენტრი)	−18·5	− 2 5
11	Аристарх (центр) არისტარქი (ცენტრი)	+23·0	−47 0
12	Аристилл (центр) არისტილი (ცენტრი)	+33·5	+ 1 0
13	Аристотель (центр) არისტოტელი (ცენტრი)	+50·0	+17·5
14	Архимед (центр) არქიმედი (ცენტრი)	+29·5	− 4·0
15	Гассенди (центр) გასენდი (ცენტრი)	−17·0	−39·5
16	Геродот (центр) ჰეროდოტი (ცენტრი)	+22·5	−49·5
17	Гиппарх (центр) ჰიპარქი (ცენტრი)	− 5·5	+ 5·5
18	Гримальди (северная часть) გრიმალდი (ჩრდილოეთი ნაწილი)	− 3·0	−67·0
19	Гримальди (южная часть) გრიმალდი (სამხრეთი ნაწილი)	− 7·0	−66·0
20	Евдокс (центр) ევდოქსი (ცენტრი)	+44·0	+16·0
21	Катарина (центр) კატარინა (ცენტრი)	−17·5	+23·0
22	Кеплер (центр) კეპლერი (ცენტრი)	+ 8·0	−38·0
23	Кирилл (центр) კირილე (ცენტრი)	−13·5	+24 0
24	Коперник (центр) კოპერნიკი (ცენტრი)	+ 9 5	−20 0
25	Платон (центр) პლატონი (ცენტრი)	+51·0	−10 0
26	Посидоний (центр) პოსიდონი (ცენტრი)	+32·0	+29·5
27	Прокл (центр) პროკლე (ცენტრი)	+16·0	+46·5

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

1	2	3	4
28	Птоломей (центр) პტოლომე (ცენტრი)	— 9°·0	—2°·5
29	Риччьоли (центр) რიჩიოლი (ცენტრი)	— 2·0	—74·0
30	Теофил (центр) თეოფილე (ცენტრი)	—11·5	+26·5
31	Тихо (центр) ტიჰო (ცენტრი)	—43·0	+12·0
32	Фракастор (центр) ფრაკასტორი (ცენტრი)	—21·0	+32·5
33	Шиккард (северная часть) შიკარდი (ჩრდილოეთი ნაწილი)	—42·0	—56·0
34	Шиккард (южная часть) შიკარდი (სამხრეთი ნაწილი)	—45·0	—54·0
	III Материки и горные области მატერიკები და მთიანი ადგილები		
35	Кордильеры (к югу от берегов моря Кризисов) კორდილიერები (კრიზისების ზღვის ნაპირიდან სამხრეთით)	+ 9·0	+56·5
36	Плоскогорье (к ЮВ от кратера Фракастора) ზეგანი (კრ. ფრაკასტორის სამხრ.-დასავლეთით)	—23·0	+31·0
37	Плоскогорье (к ЮЗ от кр. Фракастора) ზეგანი (კრ ფრაკასტორის სამხრ.-აღმოსავლეთით)	—23·5	+34·0
	IV. Светлые лучи ნათელი სხივები		
38	Венец лучей вокруг кратера Кеплера (к западу от центра кратера) სხივების გვირგვინი კრ კეპლერის ირგვლივ (კრატერის ცენტრის დასავლეთით)	+ 8·0	—36·0
39	Венец лучей вокруг кр. Коперника (к СВ от центра кратера) სხივების გვირგვინი კრ. კოპერნიკის ირგვლივ (კრატერის ცენტრის ჩრდილო-აღმოსავლეთით)	+11·5	—22·0
40	Венец лучей вокруг кр. Тихо (к югу от центра кратера) სხივების გვირგვინი კრ ტიჰოს ირგვლივ (კრატერის ცენტრის სამხრეთით)	—46·0	—12·0
41	Луч кр. Тихо (к ЮЗ от кр. Буллиальде) კრ. ტიჰოს სხივი (ბულიალდის სამხრეთ-აღმოსავლეთით)	—24·0	—23·0

Во избежание возможного примешивания к лунному свету земного сумеречного света, который, как известно, сильно поляризован, строго соблюдался порядок, при котором наблюдения лунных объектов начинались всегда после конца и кончались обязательно до начала астрономических сумерек, вычисляемых по специальным таблицам [162].

§ 12. Определение степени и направления поляризации

Для определения степени поляризации и направления плоскости поляризации были использованы формулы, выведенные академиком В. Г. Фесенковым [135], следующим путем.

Допустим, что мы наблюдаем свет,—степень и направление поляризации которого следует определить,—в трех положениях анализатора, отличных друг от друга поворотом по позиционному кругу на 60°. Обо-

значая наблюдаемые интенсивности света, соответствующие положениям анализатора, через a, b и c, можем по аналогии с формулой (5.17) написать следующие три уравнения:

$$\left.\begin{aligned} a&=k\,[J_1\cos^2\omega + J_2\sin^2\omega];\\ b&=k\,[J_1\cos^2(\omega+60^\circ) + J_2\sin^2(\omega+60^\circ)];\\ c&=k\,[J_1\cos^2(\omega+120^\circ) + J_2\sin^2(\omega+120^\circ)].\end{aligned}\right\} \qquad (12.1)$$

Решая теперь эти уравнения относительно J_1 J_2 и ω и принимая во внимание формулу (5.18), получим:

$$p=\frac{2\sqrt{a(a-b)+b(b-c)+c(c-a)}}{a+b+c} \qquad (12.2)$$

и

$$\operatorname{tg} 2\omega=\sqrt{3}\,\frac{c-b}{2a-b-c}. \qquad (12.3)$$

Эти формулы В. Г. Фесенкова и дают возможность вычислить степень поляризации и направление плоскости поляризации по наблюденным интенсивностям света, прошедшего через анализатор при его трех положениях, отличающихся одно от другого последовательными поворотами на 60°.

Тождественные формулам (12.2) и (12.3) выражения для p и ω, как уже указывали М. А. Вашакидзе [163] и Ю. Н Липский [44], можно получить более простым путем, если будем рассматривать частично поляризованный свет, как состоящий из естественной и поляризованной компонент.

Нетрудно показать, что формуле (12.2) можно придать еще следующий вид:

$$p=\sqrt{4-12\,\frac{ab+ac+bc}{(a+b+c)^2}}. \qquad (12.4)$$

Для определения степени поляризации света, отраженного от лунной поверхности, мы пользовались именно последней формулой, которая при вычислении на арифмометре гораздо удобнее, чем формула (12.2). Кроме того, формула (12.4) позволяет составить в процессе работы таблицу для нахождения p в зависимости от величины $A=12\,\frac{ab+ac+bc}{(a+b+c)^2}$, что значительно сокращает время вычисления, т. к. разные лунные образования при разных значениях величин a, b и c часто имеют одинаковые, с известной точностью, A и, стало быть,—одинаковые p.

В нашем случае, т. е. при наблюдении лунных образований фотоэлектрическим фотометром с применением поляроида, величины a, b и c представляют собой яркости определенной площади, вырезанной с помощью диафрагмы, на лунном диске, соответствующие трем последовательным положениям поляроида, с поворотом на 60° по позиционному кругу. Но, поскольку отклонение стрелки гальванометра прямо пропорционально яркости измеряемого объекта, вполне возможно брать в формулах (12.4) и (12.3) вместо a, b и c соответствующие им отбросы гальванометра и вычислять степень поляризации и угол ω.

Вычисленная по формуле (12.3) величина ω представляет собой угол, составленный между плоскостями поляризации наблюдаемого света и поляроида, при нулевом положении последнего.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Для вычисления угла ω, т. е. для установления соответствующего квадранта, только формула (12.3) недостаточна. Необходимо найти еще формулу, выражающую синус или косинус этого угла посредством величин a, b и c. Для синуса удвоенного угла ω, например, из уравнений (12.1), с применением формулы (5.18), как это нетрудно показать, получается:

$$\sin 2\omega = \frac{\sqrt{3}\,(c-b)}{p\,(a+b+c)}, \qquad (12.5)$$

а для косинуса:

$$\cos 2\omega = \frac{2a-b-c}{p\,(a+b+c)}. \qquad (12.6)$$

С помощью формул (12.3) и (12.5) можно иметь уже вполне определенное суждение об угле ω. Действительно, поскольку знаменатель правой части формулы (12.5) всегда положителен, знак величины $\sin 2\omega$ будет зависеть только от знака разности $c-b$. Поэтому для определения угла ω будем иметь следующие простые правила.

1. $\operatorname{tg} 2\omega > 0$ и $c > b$.

В этом случае $\sin 2\omega > 0$. $0° < 2\omega < 90°$ и $0° < \omega < 45°$.
В качестве 2ω берется острый угол со знаком плюс, а угол ω будет равен половине полученного острого угла с тем же знаком.

2. $\operatorname{tg} 2\omega < 0$ и $c > b$.

В этом случае $\sin 2\omega > 0$, $90° < 2\omega < 180°$ и $45° < \omega < 90°$.
В качестве 2ω берется острый угол со знаком минус, а для получения ω, к половине этого острого угла надо алгебраически прибавить 90°, т. е. угол ω будет положительным.

3. $\operatorname{tg} 2\omega < 0$ и $c < b$.

В этом случае $\sin 2\omega < 0$, $270° < 2\omega < 360°$ и $135° < \omega < 180°$ или $0 > \omega > 45°$. В качестве 2ω берется острый угол со знаком минус, а угол ω будет равен половине полученного острого угла с тем же знаком.

4. $\operatorname{tg} 2\omega > 0$ и $c < b$.

В этом случае $\sin 2\omega < 0$, $180° < 2\omega < 270°$ и $90° < \omega < 135°$ или $-45° > \omega > -90°$. В качестве 2ω берется острый угол со знаком плюс, а для получения ω из половины этого угла алгебраически вычитается 90°, т. е. угол ω будет отрицательным.

Как видно из вышесказанного, угол ω имеет тот же знак, что и разность $c-b$ между величинами, выражающими яркости наблюдаемого света при положениях поляроида, соответственно, 120° и 60°.

Если теперь учтем, что при наблюдениях изменение положения поляроида от 0° до 120° происходило путем его поворачивания в позиционной плоскости по направлению движения часовой стрелки, то станет ясным, что положительные ω должны отсчитываться от нулевого положения плоскости поляризации поляроида против направления движения часовой стрелки, а отрицательные — по направлению движения часовой стрелки.

Рассмотренные выше четыре случая можно представить схематически, как это показано на рис. 5, где цифрами 1, 2, 3 и 4 обозначены секторы изменения ω, соответствующие этим случаям, а диаметрами кружка aa, bb и cc — положения плоскости поляризации поляроида, соответственно при позиционных углах 0°, 60° и 120°.

Однако, для окончательной интерпретации наблюдательного материала важно знать не угол ω, а угол (обозначим его через γ), между плоскостью поляризации света, отраженного от лунных деталей, и экватором интенсивности, т. е. линией пересечения плоскости, проходящей через центры Луны и Солнца и глаз наблюдателя, с шаром Луны.

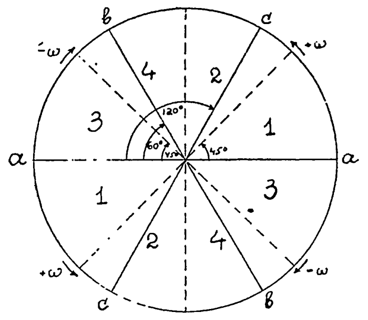


Рис. 5 бэb.

Угол γ можно определить следующим образом.

Во-первых, необходимо найти угол между нулевым положением плоскости поляризации поляроида и кругом склонений, проходящим через наблюдаемый объект. Этот угол для нашей установки мы определили произведя специальное исследование. Именно, поместив на месте поляроида фотографическую пленку и сняв на ней след звезды при остановленном часовом механизме, мы нашли ориентацию положений поляроида относительно направлений восток-запад и север-юг (см. рис. 6). После этого не трудно было найти и искомый угол.

В результате нескольких измерений получилось, что нулевое положение плоскости поляризации поляроида проходит на 33° от круга склонения по направлению движения часовой стрелки.

Если теперь возьмем алгебраическую разность 33°—ω, то ясно, что она даст угол, составленный между плоскостью поляризации наблюдаемого света и кругом склонения, отсчитанный от последнего по направлению на восток.

Дальше надо воспользоваться так называемым позиционным углом t терминатора или углом, составленным линией соединения лунных рогов с кругом склонений, проходящим через центр Луны. В дальнейшем мы будем считать, что круги склонения, проходящие через центр Луны и через любой объект ее поверхности, параллельны между собою, что разумеется вполне допустимо. Этот угол дается в „The American Ephemeris and Nautical Almanac“. Он отсчитывается от северной точки лунного диска в направлении на восток. Поэтому, беря разность 33°—ω—t, мы получим угол между плоскостью поляризации света и линией соединения рогов Луны. Этот угол, согласно рис. 6, должен быть отсчитан от упомянутой линии по направлению движения часовой стрелки.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Учтем теперь то обстоятельство, что экватор интенсивности всегда перпендикулярен к линии соединения лунных рогов. После этого получим:

$$\gamma = 33^\circ - \omega - t - 90^\circ \qquad (12.7)$$

или

$$\gamma = -(\omega + t + 57^\circ), \qquad (12.8)$$

где γ будет угол между плоскостью поляризации исследуемого света и экватором интенсивности, причем согласно рис. 6, он должен отсчитываться от экватора интенсивности по направлению часовой стрелки, что в действительности соответствует обратному движению на небе, так как получаемая на месте нахождения поляроида картина (рис. 6) представляет собой зеркальное изображение наблюдаемого объекта.

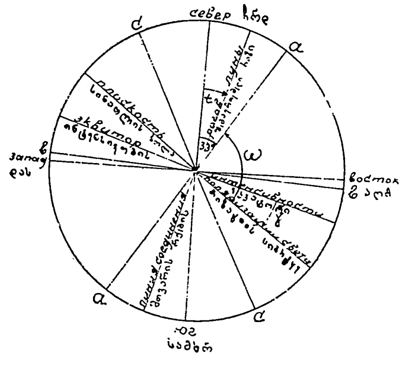


Рис. 6 ნახ.

Если угол γ будем отсчитывать от экватора интенсивности по направлению движения часовой стрелки, согласно рис. 6, от 0° до 90° и по обратному направлению от 0° до —90°, то вычисленная по формуле (12.7) величина γ останется неизменной в случае получения ее значений от — 90° до + 90°. В других же случаях, как не трудно увидеть, надо пользоваться правилом: если полученная величина находится в пределах от +90° до +270°, то вместо γ берется $\gamma - 180^\circ$, от +270° до +360° берется $\gamma - 360^\circ$, от — 90° до — 270° берется $\gamma + 180^\circ$ и, наконец, от — 270° до — 360° берется $\gamma + 360^\circ$.

§ 13. Вычисление углов фазы, падения, отражения и азимута

Для выявления особенностей поляризационных свойств лунных образований необходимо изучить изменение степени поляризации отраженных от наблюдаемых объектов солнечных лучей, в зависимости от углов фазы, падения, отражения и азимута.

Углом фазы Луны (обозначим его через α), как известно, называется угол, образуемый при центре этого тела между направлениями к Солнцу и к Земле. До полнолуния угол считается отрицательным, а после полнолуния—положительным. Угол фазы меняется от -180° до $+180^\circ$.

Угол падения i представляет собой угол, под которым падают солнечные лучи на наблюдаемый объект Луны, а угол отражения ε—под которым эти лучи отражаются по направлению к Земле.

Азимутом или азимутальным углом θ данного лунного объекта называется двугранный угол между плоскостями падения и отражения, т. е. угол между плоскостями, проходящими через нормаль к объекту и направления падающего и отраженного лучей. Этот угол мы будем отсчитывать от 0° до 180° между теми полуплоскостями падения и отражения, в которых находятся направления от детали на Солнце и на Землю.

Вычисление угла α, а также углов i, ε и θ для наблюдаемого лунного объекта можно производить по следующим формулам:

$$\cos\alpha = \sin\varphi_s \sin\varphi_t + \cos\varphi_s \cos\varphi_t \cos(\lambda_t - \lambda_s), \qquad (13.1)$$

$$\cos i = \sin\varphi_s \sin\varphi + \cos\varphi_s \cos\varphi \cos(\lambda_s - \lambda), \qquad (13.2)$$

$$\cos\varepsilon = \varphi_t \sin\varphi + \cos\varphi_t \cos\varphi \cos(\lambda_t - \lambda) \qquad (13.3)$$

и

$$\cos\theta = \frac{\cos\alpha - \cos i \cos\varepsilon}{\sin i \sin\varepsilon}, \qquad (13.4)$$

где: φ и λ суть селенографические широта и долгота лунного объекта; φ_t и λ_t—селенографические широта и долгота Земли; φ_s и λ_s—селенографические широта и долгота Солнца.

Приведенные здесь формулы легко можно получить из рассмотрения сферических треугольников *LTS*, *LSM*, *LTM* и *TMS* (рис. 7). (Составим в связи с этим рисунок 7, который позволит нам лучше представить задачу, тем более, что полную геометрическую иллюстрацию приводимых формул трудно встретить в обычно доступной литературе).

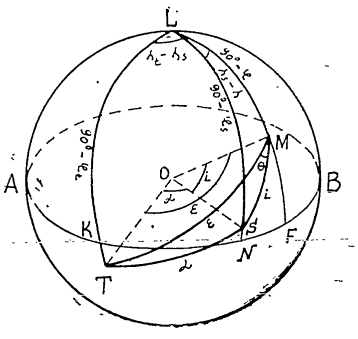


Рис. 7 ნახ.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

На рис. 7—O—центр, L—полюс и $AKNFB$—полуэкватор Луны. Точка T обозначает пересечение направления; центр Луны—Земля, а точка S—направления: центр Луны—Солнце с поверхностью Луны; M—объект лунной поверхности.

Координаты φ и λ можно брать по лунным картам. Для измеряемых нами объектов, как уже указывалось выше (§ 11), эти величины брались по Нейсону [161].

Величины φ_t, λ_t и φ_s даются в „The American Ephemeris and Nautical Almanac" соответствующих годов. Что касается величины λ_s, то вместо нее там же дается дополнение до селенографической долготы Солнца, (т. н. кодолгота)—C_0. Точнее говоря, C_0 представляет величину, выражающую долготу утреннего терминатора (восходящее Солнце). Она всегда положительна и отсчитывается от 0° до 360° в плоскости лунного экватора, в направлении движения Солнца (к востоку), начиная от нулевого меридиана лунного диска.

Ясно, что между величинами λ_s и C_0 должна существовать зависимость:

$$\left.\begin{aligned} &\lambda_s = 90° + C_0 \text{ (когда } 0 < C_0 < 270°) \\ \text{или}\quad &\lambda_s = 450° - C_0 \text{ (когда } 270° < C_0 < 360°). \end{aligned}\right\} \qquad (13.5)$$

Принимая во внимание (13.5) можно, с целью непосредственного использования величины C_0, формулы (13.1) и (13.2) переписать в следующем виде:

$$\cos\alpha = \sin\varphi_s \sin\varphi_t + \cos\varphi_s \cos\varphi + \sin(\lambda_t + C_0); \qquad (13.6)$$

$$\cos i = \sin\varphi_s \sin\varphi + \cos\varphi_s \cos\varphi \sin(\lambda + C_0). \qquad (13.7)$$

Для вычисления углов α, i, ε и θ мы пользовались графическим способом решения сферических треугольников, применяя планисферу В. В. Каврайского [164]. Точность определения углов на планисфере (0.°3—0.°5) вполне достаточна для наших целей.

Следует отметить, что для объектов, лежащих в окрестностях лунного экватора, угол θ определяется весьма неуверенно. Это вызвано тем обстоятельством, что слишком малое изменение селенографической долготы Солнца или Земли, как мы это увидим дальше, вызывает большое изменение угла θ для упомянутых объектов.

Угол фазы α вычислялся для среднего момента наблюдений. Для этого же момента определялись и углы i, ε, θ всех наблюденных объектов. Это можно считать вполне приемлемым, если наблюдение не длится долго (не более 2—2.5 часов). В противных случаях наблюденное время мы разделяли на небольшие промежутки с продолжительностью меньше 2-х часов и определяли углы α, i, ε и θ для каждого отдельного промежутка.

§ 14. Методика и обработка наблюдений

В § 8 мы ознакомились с кратким описанием электрофотометра, примененного нами для поляризационных наблюдений Луны. Теперь коснемся методики и обработки наблюдений, произведенных с этим инструментом.

Отметим прежде всего, что одним из важных моментов процесса наблюдения являлось обеспечение точной центрировки электрофотометра по отношению к гиду или обеспечение параллельности оптических осей гида и электрофотометра. Центрировка достигалась с помощью кон-

трольной трубки, служащей для контроля наводки на измеряемый объект, и позиционного микрометра, которым снабжен 10-см гид, имеющийся при рефлекторе для наводки.

Контроль наводки выражался в тщательной проверке одновременного нахождения наблюдаемого объекта в центре диафрагмы, помещенной перед фотоэлементом и на определенном кресте нитей окуляра гида.

Центрировка производилась как перед началом наблюдений, так и несколько раз во время наблюдения, по находящейся около Луны какой-нибудь яркой звезде или по какому-нибудь яркому точечному объекту лунной поверхности.

Центрировка производилась как перед началом наблюдений, так и из имеющихся при электрофотометре, или через так называемую «лунную» диафрагму d_1. Размер диаметра этой диафрагмы в линейной мере равен 0.3 мм, что при масштабе рефлектора 41 ″/мм, соответствует выделенному для промеров на небе участку диаметром 12″.3. Интересно отметить, что такая угловая величина вырезанного диафрагмой на лунной поверхности участка, при среднем расстоянии Луны от Земли, со своей стороны, соответствует площади центральных областей лунного диска, диаметром около 23 км.

Для ослабления лунного света, помимо лишь тех редких случаев, когда это не было необходимо (например, при наблюдении объектов, находящихся на терминаторе), применялся нейтральный фильтр, который ослаблял свет примерно в 35 раз или на 3. 86 в звездных величинах.

Кроме того, в зависимости от яркости наблюдаемого объекта, ток на выходе усилителя измерялся при различных чувствительностях электрофотометра, что достигалось разной степенью шунтировки гальванометра.

Применяемая для наблюдения пленка герапатитового поляроида помещалась между защитными стеклами и надежно закреплялась в кольцевом футляре, который, находясь в металлической оправе, мог легко вращаться в позиционной плоскости с помощью связанных с ним зубчатых колес. Согласно методики наблюдения, поворот поляроида производился через 60° (см. § 12), причем техника выполнения поворота (а именно устройство, с помощью которого поворот через каждые 60° отмечался щелканием) позволяла работать в темноте, что значительно сокращало время, затрачиваемое на наблюдение одного объекта.

Поляроид с оправой ставился перед фотоэлементом в оптической части электрофотометра (см. § 8) таким образом, что в необходимых случаях его свободно можно было снять и сменить какими-либо другими фильтрами.

Наблюдения, в основном, выполнялись по следующей схеме последовательного изменения положений поляроида, образующей одно «полное» наблюдение, необходимое для определения степени и ориентировки плоскости поляризации света, отраженного от лунных объектов. Первое (нулевое) положение (3 отброса)—второе (60°-ое) положение (3 отброса)—третье (120°-ое) положение (3 отброса)—первое положение (2 отброса)—второе положение (2 отброса)—третье положение (2 отброса). Сокращенно эту схему можно написать так: 3—3—3—2—2—2. Отсчеты отбросов при каждом положении поляроида производились по несколько раз для уменьшения ошибок наводки. Такая схема, фактически состоящая из двух отдельных наблюдений, произведенных по схемам 3—3—3 (первый ряд) и 2—2—2 (второй ряд), позволяет судить о внутренней точности наблюдений.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Ниже приводится схема записи поляризационных наблюдений лунных объектов.

Схема записи наблюдений
დაკვირვებათა ჩაწერის სქემა

Номер наблюдения დაკვირვების ნომერი	Наблюдаемый объект დაკვირვებული ობიექტი									Чувствительность усилителя გამაძლიერებლის მგრძნობიარობა
	Первое положение поляроида პოლაროიდის პირველი მდებარეობა			Второе положение поляроида პოლაროიდის მეორე მდებარეობა			Третье положение поляроида პოლაროიდის მესამე მდებარეობა			
t_1	$n_{01}^{(1)}$	$n_{(1}^{(1)}$		$n_{02}^{(1)}$	$n_{(2}^{(1)}$		$n_{03}^{(1)}$	$n_{(3}^{(1)}$		
	. . .	. . .		. . .	. .		. . .	. . .		p
	. . .	$n_{(1}^{(1)}$		. . .	$n_{(2}^{(1)}$		. . .	$n_{(3}^{(1)}$		
	$n_{01}^{(1)}$		$\Delta n_{(1}^{(1)}$	$n_{02}^{(1)}$		$\Delta n_{(2}^{(1)}$	$n_{03}^{(1)}$		$\Delta n_{(3}^{(1)}$	
	$n_{01}^{(2)}$	$n_{(1}^{(2)}$		$n_{02}^{(2)}$	$n_{(2}^{(2)}$		$n_{03}^{(2)}$	$n_{(3}^{(2)}$		φ
	. . .	. . .		. . .	. . .		. . .	. . .		
	. . .	$n_{(1}^{(2)}$		. . .	$n_{(2}^{(2)}$		. . .	$n_{(3}^{(2)}$		
	$n_{01}^{(2)}$									
t_2			$\Delta n_{(1}^{(2)}$	$n_{02}^{(2)}$		$\Delta n_{(2}^{(2)}$	$n_{03}^{(2)}$		$\Delta n_{(3}^{(2)}$	
			$\Delta n_{(1}$			$\Delta n_{(2}$			$\Delta n_{(3}$	

В первой графе производилась запись моментов начала t_1 и конца t_2 наблюдения по местному декретному времени. Во второй графе записывались наблюдения при первом (нулевом) положении поляроида: $n_{01}^{(1)}$ (первый ряд) и $n_{01}^{(2)}$ (второй ряд)—отсчеты гальванометра при закрытом затворе; $n_{(1}^{(1)}$ (первый ряд) и $n_{(1}^{(2)}$ (второй ряд)—отсчеты на лунный объект. В третьей и четвертой графах записывались аналогичные величины соответственно при втором ($n_{02}^{(1)}$, $n_{02}^{(2)}$ и $n_{(2}^{(1)}$, $n_{(2}^{(2)}$) и в третьем ($n_{03}^{(1)}$, $n_{03}^{(2)}$ и $n_{(3}^{(1)}$ $n_{(3}^{(2)}$) положениях поляроида.

Количество отсчетов $n_{01}^{(1)}$, $n_{01}^{(2)}$, $n_{02}^{(1)}$, $n_{02}^{(2)}$, $n_{03}^{(1)}$ и $n_{03}^{(2)}$, как правило, на одну единицу превышало количество соответствующих отсчетов $n_{(1}^{(1)}$, $n_{(1}^{(2)}$, ..., $n_{(3}^{(2)}$

В отдельных случаях, в зависимости от приближенно оцениваемой точности внутреннего совпадения отсчетов $n_{(1}^{(1)}$ (а также $n_{(1}^{(2)}$, ..., $n_{(3}^{(1)}$ и $n_{(3}^{(2)}$) между собой, общее количество отбросов, взятых при данном положении поляроида, увеличивалось до 6—8.

Иногда, в случаях весьма хорошей устойчивости отсчетов гальванометра при закрытом затворе ($n_{01}^{(1)}$, ..., $n_{03}^{(2)}$), эти отсчеты брались только в начале и в конце наблюдений.

Обработка наблюдений производилась следующим образом. Сперва, во всех трех положениях поляроида вычислялись средние отбросы гальванометра отдельно как для первого ($\Delta n_{(1}^{(1)}$, $\Delta n_{(2}^{(1)}$ и $\Delta n_{(3}^{(1)}$), так и для второго ($\Delta n_{(1}^{(2)}$, $\Delta n_{(2}^{(2)}$ и $\Delta n_{(3}^{(2)}$) рядов наблюдений. Величины $\Delta n_{(1}^{(1)}$, ..., $\Delta n_{(3}^{(2)}$ получались вычитанием из сумм отсчетов $n_{(1}^{(1)}$ (или, соответственно, $n_{(1}^{(2)}$, ... $n_{(3}^{(2)}$) суммы первого и последнего и суммы остальных отсчетов $n_{01}^{(1)}$ (или $n_{02}^{(2)}$, ..., $n_{03}^{(2)}$) с последующим делением полученной разности на количество отсчетов $n_{(1}^{(1)}$ (или $n_{(1}^{(2)}$, ..., $n_{(3}^{(3)}$, соответственно). Эта операция выполнялась очень легко с помощью арифмометра. Затем брались средние величины $\Delta n_{(1}$, $\Delta n_{(2}$ и $\Delta n_{(3}$ из средних отбросов $\Delta n_{(1}^{(1)}$, ..., $\Delta n_{(3}^{(2)}$, по примеру $\Delta n_{(1} = \frac{1}{k+l}(k\Delta n_{(1}^{(1)} + l\Delta n_{(1}^{(2)})$, где k—количество отбросов при первом ряде наблюдений, l — количество отбросов при втором ряде наблюдений в данном положении поляроида.

После этого, поскольку отбросы гальванометра могут считаться пропорциональными яркости наблюдаемых объектов, можно в формулах (12.4) и (12.5) § 12, вместо величин a, b и c подставить соответственно $\Delta n_{(1}$, $\Delta n_{(2}$ и $\Delta n_{(3}$ и, таким образом, определить степень поляризации p и ориентировку плоскости поляризации лунного света или угол γ (см. форм. (12.7) § 12) между плоскостью поляризации лунного света и экватором интенсивности.

Вычисление величин p и γ производилось в отдельных журналах и в журналах наблюдений (в пятой графе вышеприведенной схемы) записывались лишь окончательные результаты.

В качестве примера записи и первичной обработки наблюдений, согласно рассмотренной схемы, приведем здесь наблюдение лунного цирка Альбатения ночью 8—9. IX. 1952 г. (выписка из журнала наблюдений № 6, стр. 36). Выделенные жирные цифры соответствуют произведенным после наблюдения вычислениям, записываемым в журнале наблюдений обыкновенно чернилами.

Выписка из журнала наблюдений
ამონაწერი დაკვირვების ჟურნალიდან

13	Альбатений ალბატენი									30/1000
3^h 55^m	233·0 233·3 233·0 232·7	313·0 313·0 313·0	**79·97**	233·0 233·0 233·5 232·0	321·0 322·8 323·0	**89·27**	233·3 233·5 232·0 232·0	306·8 309·0 308·5	**75·40**	$p=0·102$
4^h 07^m	233·2 233·3 232·3	314·0 313·7	**80 80**	232·3 232·0 232·7	321·3 321·7	**89·25**	232·7 233·5 232·7	307·0 307·8	**74·30**	$\gamma=+10°·2$
			80·30			**89·26**			**74·96**	

Чувствительность усилителя записывалась в виде дроби (в данном случае $\frac{30}{1000}$), в которой числитель обозначает выраженное в омах соп-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

ротивление шунта, а знаменатель —дополнительное, последовательное с гальванометром, сопротивление.

Для получения одного «полного» наблюдения, по схеме 3—3—3—2—2—2, затрачивалось время в среднем около 10—12 минут.

§ 15. Точность определения степени поляризации и ориентировки плоскости поляризации лунного света

В предыдущем параграфе уже было сказано, что ведение поляризационных измерений лунных объектов по соединенным вместе двум схемам 3—3—3 (первый ряд) и 2—2—2 (второй ряд) дает возможность судить о внутренней точности наблюдений. Действительно, вычисляя независимые значения как степени поляризации, так и положения плоскости поляризации с помощью величин, полученных по этим схемам, можно оценить точность наблюдений.

Грубая оценка этой точности производилась сразу же после наблюдения исследуемого объекта: резкое отличие отбросов $\Delta n_1^{(1)}$ и $\Delta n_1^{(2)}$ (или $\Delta n_2^{(1)}$ и $\Delta n_2^{(2)}$; или $\Delta n_3^{(1)}$ и $\Delta n_3^{(2)}$) друг от друга, вычисленных приближенно, явно указывало на негодность измерения (ввиду плохой гидировки или другой какой-нибудь причины) и, значит, на необходимость повторить наблюдения сначала.

Для более обоснованной и серьезной оценки точности наблюдений проведем следующее рассуждение. Из теории ошибок [166] известно, что если имеется какая-нибудь функция общего вида $z=f(x_1, x_2, \ldots, x_n)$ от n независимых величин $x_1, x_2, \ldots, x_n$, тогда квадрат средней квадратической ошибки m_z этой функции выражается формулой:

$$m_z^2=\left(\frac{\partial f}{\partial x_1}m_1\right)^2+\left(\frac{\partial f}{\partial x_2}m_2\right)^2+\cdots+\left(\frac{\partial f}{\partial x_n}m_n\right)^2, \qquad (15.1)$$

где $m_1, m_2, \cdots, m_n$ представляют собой средние квадратические ошибки аргументов $x_1, x_2, \cdots, x_n$.

В случае формулы (12.4) (см. § 12), применяемой нами для определения степени поляризации света, отраженного от лунной поверхности, согласно (15.1), будем иметь:

$$m_p^2=\left(\frac{\partial p}{\partial a}m_a\right)^2+\left(\frac{\partial p}{\partial b}m_b\right)^2+\left(\frac{\partial p}{\partial c}m_c\right)^2, \qquad (15.2)$$

где m_p—средняя квадратическая ошибка степени поляризации p, а m_a, m_b, и m_c—средние квадратические ошибки наблюдаемых интенсивностей a, b и c.

Допустим для простоты, что a, b и c равны между собой и, кроме того, все они равняются максимальной из этих трех ошибок, то есть:

$$m_a=m_b=m_c=m_{max}(abc). \qquad (15.3)$$

В таком случае формулу (15.2) можно переписать в виде:

$$m_p^2\cong\left[\left(\frac{\partial p}{\partial a}\right)^2+\left(\frac{\partial p}{\partial b}\right)^2+\left(\frac{\partial p}{\partial c}\right)^2\right]m^2_{max}(abc). \qquad (15.4)$$

Беря теперь частные производные представленной по формуле (12.4) функции по аргументам a, b и c получим:

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial p}{\partial a}&=\frac{6}{p(a+b+c)^3}(ab+ac-b^2-c^2),\\ \frac{\partial p}{\partial b}&=\frac{6}{p(a+b+c)^3}(bc+ab-c^2-a^2),\\ \frac{\partial p}{\partial c}&=\frac{6}{p(a+b+c)^3}(ac+bc-a^2-b^2).\end{aligned}\right\} \qquad (15.5)$$

Возведя уравнения (15.5) в квадрат и внеся в формулу (15.4) вместо $\left(\frac{\partial p}{\partial a}\right)^2$, $\left(\frac{\partial p}{\partial b}\right)^2$ и $\left(\frac{\partial p}{\partial c}\right)^2$ их полученные значения, после надлежащих упрощений будем иметь:

$$m_p^2\cong 3(p^2+2)\frac{m^2_{max}(abc)}{(a+b+c)^2} \qquad (15.6)$$

или

$$m_p\cong\frac{m_{max}(abc)}{a+b+c}\sqrt{3(p^2+2)}. \qquad (15.7)$$

Последняя формула и дает возможность получить максимальную величину средней квадратической ошибки определения степени поляризации лунного света.

В случае, например, наблюдения лунного цирка Альбатения, приведенного в § 14 (см. выписку из журнала наблюдений), максимальная величина средней квадратической ошибки для интенсивностей прошедшего через поляроид света, полученная при третьем. (120°-м) положении поляроида, равняется $m_{max}(abc)=0.45$. Поэтому, внеся в правую часть формулы (15.6) соответствующие числовые значения величин a, b, c, p и $m_{max}(abc)$, получим $m_p\cong\pm 0.004$, т. е. максимальная величина средней квадратической ошибки степени поляризации света, отраженного от кратера Альбатения, для данного наблюдения, составляет 0.4% или $p_{Альб.}=0.102\pm 0.004$.

Для оценки точности определения ориентировки плоскости поляризации лунного света можно поступить следующим образом.

Как было сказано в § 12, для определения угла ω, составленного между плоскостями поляризации лунного света и поляроида, при 0°-ом положении последнего и входившего в формулу (12.8), с помощью которой определяется угол γ между плоскостью поляризации лунного света и экватором интенсивности, была использована формула

$$\mathrm{tg}2\omega=\sqrt{3}\,\frac{c-b}{2a-b-c}. \qquad (15\ 8)$$

Применяя к этой формуле выражение (15.1) мы можем написать:

$$m^2_{\mathrm{tg}2\omega}=\left[\frac{d(\mathrm{tg}2\omega)}{d\omega}\right]^2m_\omega^2=\left(\frac{2}{\cos^2 2\omega}\right)^2m_\omega^2 \qquad (15\ 9)$$

или

$$m_\omega=\frac{\cos^2 2\omega}{2}m_{\mathrm{tg}2\omega}, \qquad (15.10)$$

где $m_{\mathrm{tg}2\omega}$ —средняя квадратическая ошибка величины $\mathrm{tg}2\omega$, а m_ω—средняя квадратическая ошибка угла ω, выраженная в радианах.

Вычислим—чему равняется $m_{\mathrm{tg}2\omega}$. Согласно (15.1) и (15.8) будем иметь:

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

$$m^2_{tg2\omega}=\left(\frac{\partial tg2\omega}{\partial a}m_a\right)^2+\left(\frac{\partial tg2\omega}{\partial b}m_b\right)^2+\left(\frac{\partial tg2\omega}{\partial c}\cdot m_c\right)^2, \qquad (15\ 11)$$

где m_a, m_b и m_c—объясняемые выше в связи с формулой (15.2) величины.

Частные производные от формулы (15.8) по аргументам a, b и c будут

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial tg2\omega}{\partial a}&=-2\sqrt{3}\frac{c-b}{(2a-b-c)^2},\\ \frac{\partial tg2\omega}{\partial b}&=2\sqrt{3}\frac{c-a}{(2a-b-c)^2},\\ \frac{\partial tg2\omega}{\partial c}&=2\sqrt{3}\frac{a-b}{(2a-b-c)^2} \end{aligned}\right\} \qquad (15\ 12)$$

После принятия во внимание (15.12) и использования сделанного выше допущения (15.3), формула (15.11) принимает вид:

$$m^2_{tg2\omega}\cong\frac{12}{(2a-b-c)^4}[(c-b)^2+(c-a)^2+(a-b)^2]m^2_{max}(abc) \qquad (15.13)$$

Внеся значение величины $m_{tg2\omega}$ определенное из (15.13), в формулу (15.10) и учтя, что:

$$(c-b)^2+(c-a)^2+(a-b)^2=2(a+b+c)^2-6(ab+bc+ac), \qquad (15.14)$$

будем иметь:

$$m_\omega\cong\sqrt{3}\frac{\cos^2 2\omega}{(2a-b-c)^2}\sqrt{2(a+b+c)^2-6(ab+ac+bc)}\,m_{max}(abc) \qquad (15.15)$$

или

$$m_\omega\cong\frac{\sqrt{3}\cos^2 2\omega(a+b+c)}{\sqrt{2}(2a-b-c)^2}\sqrt{4-12\frac{ab+ac+bc}{(a+b+c)}}\,m_{max}(abc). \qquad (15.16)$$

Если теперь произведем подстановки в последнюю формулу, согласно формул (12.4) и (12.6) § 12, то получим:

$$m_\omega\cong\sqrt{1.5}\frac{m_{max}(abc)}{p(a+b+c)}.$$

Формула (15.17) и дает возможность вычисления средней квадратической ошибки угла ω, выраженной в радианах. Для получения этой же ошибки выраженной в градусах, будем иметь формулу:

$$m_{\omega°}\cong 57.3\sqrt{1.5}\frac{m_{max}(abc)}{p(a+b+c)}. \qquad (15.18)$$

Вычислив, например, по последней формуле максимальное значение средней квадратической ошибки определения угла ω для случая наблюдения кр. Альбатения (материал наблюдения см. в § 14), получаем $m_{\omega°}\cong\pm 1°.3$.

Для получения общей характеристики точности определения степени и плоскости поляризации лунного света при фотоэлектрических наблюдениях мы поступили следующим образом.

Из 4-х групп наблюденных нами 41 объекта лунной поверхности. (см. § 11) были выбраны шесть объектов: по одному из первой (№ 1. Залив Радуги), третьей (№ 35. Кордильеры) и четвертой (№ 39. Венец лучей вокруг кр. Коперника) групп и три объекта (№ 14. Архимед.

№ 22. Кеплер и № 31. Тихо) из второй, как наиболее богатой объектами, группы.

Для всех этих 6 объектов, при различных датах наблюдения, атмосферных условиях и углах фазы, были вычислены, согласно формул (15.7) и (15.18), средние квадратические ошибки определения степени и плоскости поляризации отраженного от них света.

Для каждого объекта выполнены пять вычислений ошибок степени поляризации и столько же вычислений ошибок угла плоскости поляризации, т. е. всего имеются по 30 определений каждой ошибки. Результаты вычислений собраны в таблице 15.I.

Рассмотрение таблицы 15.I показывает, что определенная из 30 вычислений средняя величина средней квадратической ошибки степени поляризации составляет ±0.005, а средняя величина средней квадратической ошибки угла положения плоскости поляризации — ±1°.7.

Таблица 15.I ცხრილი

Дата наблюдения დაკვირვების თარიღი	Угол фазы Луны α მთვარის ფაზის კუთხე	Наблюдаемый объект лунной поверхн. მთვარის ზედაპირის დაკვირვებული ობიექტი	Оценка ночи наблюдения დაკვირვების ღამის შეფასება	Степень поляризации p პოლარიზაციის ხარისხი	$m_{max}(abc)$	m_p	m_ω
1952·1·10	−16°·6	Залив Радуги ცისარტყელას ყურე	Оч. хорош. ძალიან კარგი	0·049	±0·24	±0·002	±1°·0
2·14	+44·0	"	Удов. დამაკმ.	0·084	0·82	0·004	1·3
9·9	+76·3	"	Хорош კარგი	0·157	0·62	0·005	0·9
10·10	+92·0	"	"	0·142	0·40	0·009	1·8
1953·10·2	+114·8	"	Удов. დამაკმ.	0·158	0·31	0·004	0·7
1952·2·16	+56·5	Архимед არქიმედი	Хорош. კარგი	0·104	0·68	0·006	1·5
9·6	+37·7	"	"	0·069	0·34	0·005	1·9
10·27	−69·0	"	"	0·091	0·18	0·004	1·4
1·30	−28·5	"	"	0·046	0·40	0·002	1·5
1953·8·29	+69·6	"	Оч. хорош. ძალიან კარგი	0·113	0·36	0·003	0·7
1952·1·21	+100·2	Кеплер კეპლერი	Хорош. კარგი	0·143	0·50	0·004	0·7
2·14	+33·4	"	Удов. დამაკმ.	0·051	0·97	0·006	3·4
2·17	+68·7	"	Хорош კარგი	0·106	0·23	0·004	1·0
10·30	−28·5	"	"	0·047	0·31	0·003	1·8
1953·8·1	+87·8	"	"	0·112	1·00	0·003	0·9
1952·1·18	+64·1	Тихо ტიხო	Удов. დამაკმ.	0·084	1·93	0·009	3·0
9·5	+23·7	"	Оч. хорош. ძალიან კარგი	0·053	0·78	0·004	2·2
10·27	−69·0	"	Хорош. კარგი	0·075	0·21	0·005	1·9
1953·3·27	−28·9	"	"	0·048	1·32	0·004	3·6
10·1	+103·0	"	Удов. დამაკმ.	0·116	0·40	0·007	1·6
1952·1·4	−82·6	Кордильеры კორდილიერები	"	0·113	3·54	0·009	2·3
10·3	+6·3	"	Хорош. კარგი	0·042	0·19	0·003	2·2
1953·3·27	−28·9	"	"	0·053	0·71	0·002	1·4
4·17	−128·0	"	"	0·114	0·52	0·008	1·9
9·18	−65·8	"	"	0·090	0·56	0·003	0·8
8·30	+83·6	Венец лучей вокруг кр. Коперника სხივების გვირგვინი კრატერ კოპერნიკის ირგვლივ	"	0·111	0·57	0·003	0·8
9·18	−59·9	"	"	0·099	0·60	0·007	2·1
9·20	−33·7	"	"	0·040	0·42	0·002	1·2
1[illegible]·1	+103·0	"	"	0·130	1·16	0·007	2·6
10·25	+46·0	"	Удов. დამაკმ.	0·064	1·05	0·003	2·8

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Эти величины и следует считать характеризующими точности нашего наблюдательного материала, хотя в действительности они могут быть и несколько меньше приведенных здесь чисел, поскольку при выведении формул (15.7) и (15.18) нами было сделано допущение (15.3).

Наконец, следует отметить, что ко времени начала поляриметрических наблюдений Луны с помощью абастуманского электрофотометра, нами были произведены некоторые усовершенствования этого инструмента, способствующие улучшению условий наблюдения и, стало быть, —увеличению точности.

В частности, был улучшен способ поворота поляроида (см. § 14) таким образом, что вместо существующей раньше необходимости зажечь свет перед каждым поворотом поляроида и совершить его поворот довольно неудобным способом вручную, на что затрачивалось много времени, эта операция стала выполняться в темноте, механически, часто без отрыва глаза от окуляра, что значительно сокращало время, требуемое для наблюдения одного объекта.

Далее, гид рефлектора, представляющий раньше обыкновенную прямую трубку, был переделан, с помощью призмы полного внутреннего отражения, в ломаную трубку. Причем окулярную часть этой трубы-гида можно было вращать в позиционной плоскости на полные 360° относительно основной, перпендикулярной к ней, объективной части.

Такое устройство гида облегчало и делало более удобным условия наблюдения: в течение большей части времени наблюдения наблюдатель мог гидировать в сидячем положении, что устраняло его физическое переутомление и уменьшало заметные для абастуманского 33-см рефлектора (как указывал А. В. Марков [75]) ошибки гидирования, которые могли приводить к промерам соседних с требуемым объектом мест.

Кроме того, был закрыт открытый до того времени тубус рефлектора. Такое мероприятие, помимо защиты трех отражающих зеркал от запыления и уменьшения конвекционных воздушных потоков, искажающих изображение, при наблюдении Луны очень способствовало уменьшению инструментального фона, возникающего в результате существующего в башне рассеянного от стен башни и от других предметов лунного света.

§ 16. О влиянии поляризации света неба на значение поляризации света, отраженного от лунных объектов

В § 15 мы говорили о случайных ошибках, вызываемых, главным образом, плохой гидировкой и неблагоприятными атмосферными условиями, а также другими причинами.

Однако, наблюдательный материал может быть отягощен и разными систематическими погрешностями. Об одной из таких погрешностей, а именно о систематической ошибке, вкрадывающейся в наблюдения благодаря способности зеркал рефлектора поляризовать свет, мы уже говорили в § 9. Сейчас коснемся погрешности, которая вероятно вводится в поляризационные наблюдения лунных объектов вследствие влияния поляризации света неба.

Для обнаружения влияния поляризации света неба на значение степени поляризации и положения плоскости поляризации света лунных деталей, нами была проведена следующая работа.

В течение нескольких ночей через поляроид (в трех его положениях) были произведены измерения яркости фона неба вблизи лунного края. Фон наблюдался обыкновенно через большую диафрагму, чем диафраг-

ма, применяемая для наблюдения лунных объектов. В частности, использовалась диафрагма d_2 с диаметром 1.5 мм, которая вырезала на небе участок с угловым размером диаметра 62."5.

Во время обработки наблюдений отбросы на фоне редуцировались к «лунной» диафрагме (см. § 14) и получались величины $a_ф$, $b_ф$ и $c_ф$ показывающие интенсивности фона при положениях поляроида, соответственно, 0°, 60°, 120°. Затем из отбросов, полученных от лунного объекта, вычитались соответствующие отбросы фона и получались разности $a-a_ф$, $b-b_ф$ и $c-c_ф$, после чего в формулах (12.3) и (12.4) вместо величин a, b и c подставлялись эти разности и вычислялись степень поляризации p и угол ω положения плоскости поляризации (см. § 12).

Сравнение полученных таким образом степени поляризации и угла положения плоскости поляризации с аналогичными величинами, полученными без учета фона (с помощью a, b и c) может предоставить возможность оценки влияния поляризации света неба на значение поляризации лунных деталей.

В таблице 16.I приведены материалы, относящиеся к измерениям поляризации света неба и ее влиянию на поляризацию света лунных объектов. Рассмотрение этой таблицы показывает, что значительные различия между степенями поляризации, а также между углами положения

Таблица 16.I ცხრილი

Дата наблюдения დაკვირვების თარიღი	Наблюдаемый объект დაკვირვებული ობიექტი	Степень поляризации без учета фона p პოლარიზაციის ხარისხი ფონის გაუთვალისწინებლად	Степень поляризации с учетом фона p_0 პოლარიზაციის ხარისხი ფონის გათვალისწინებით	$p-p_0$	Угол полож. плоскости поляр. без учета фона ω პოლარიზ. სიბრტყის მდებ. კუთხე ფონის გაუთვალ.	Угол полож. плоскости поляр. с учетом фона ω_0 პოლარიზ. სიბრტყის მდებ. კუთხე ფონის გათვალისწ.	$\omega-\omega_0$
1951·1·13	Море Кризисов (центр) კრიზისების ზღვა (ცენტრი)	0·191	0·194	—0·003	—21°·8	—21°·2	—0°·6
1·14	Море Нектара (центр) ნექტარის ზღვა (ცენტრი)	0·158	0·161	—0·003	—22·3	—22·2	—0·1
1·14	Кордильеры კორდილიერები	0·112	0·112	0	—22·8	—22·8	0
1·14	Кирилл კირილე	0·098	0·097	+0·001	—24·6	—24·7	+0·1
1·31	Залив Радуги ცისარტყელას ყურე	0·185	0·186	—0·001	—83·4	—83·6	+0·2
2·14	Прокл პროკლე	0·075	0·076	—0·001	+88·6	+88·4	+0·2
2·14	Катарина კატარინა	0·111	0·118	—0·007	—30·6	—30·0	—0·6
2·14	Альбатегний ალბატ.	0·124	0·133	—0·009	—32·2	—32·3	+0·1
2·14	Гиппарх ჰიპარქი	0·110	0·118	—0·008	—31·9	—32·0	+0·1
2·17	Архимед არქიმედი	0·065	0·069	—0·004	—36·0	—37·4	+1·4
2·17	Платон პლატონი	0·098	0·097	+0·001	+19·2	+19·1	+0·1
2·20	Тихо ტიხო	0·038	0·038	0	+31·9	+31·8	+0·1
2·20	Теофил თეოფილე	0·023	0·023	0	+38·2	+38·2	0
2·27	Аристилл არისტ.	0·127	0·128	—0·001	+10·9	+10·7	+0·2
2·27	Птоломей პტოლომე	0·111	0·111	0	+16·2	+15·8	+0·4
3·19	Коперник კოპერნ.	0·086	0·086	0	+18·6	+20·2	—1·6
3·19	Тихо ტიხო	0·062	0·062	0	+19·8	+21·8	—2·0
4·13	Фракастор ფრაკასტორი	0·121	0·120	0	+24·5	+25·2	+0·7
4·13	Катарина კატარინა	0·106	0·106	0	+25·3	+26·4	—1·1
5·16	Фракастор ფრაკასტორი	0·096	0·104	—0·008	+78·6	+78·9	—0·3

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

плоскости поляризации (углами ω), вычисленными с учетом и без учета фона, не обнаруживаются.

Существующие, тем не менее, в некоторых случаях, более или менее заметные различия надо объяснить тем обстоятельством, что ввиду слишком быстрого падения яркости фона неба с удалением от края Луны и в связи с невозможностью достаточно точной гидировки, задача измерения фона неба очень усложнялась: незначительная ошибка в гидировании вызывала весьма заметное изменение (колебание) отсчетов гальванометра и, значит,—снижение точности наблюдения.

Вообще же, повидимому, слабая яркость фона неба сравнительно с яркостью Луны весьма мало (в пределах точности наших наблюдений) влияет на значение степени поляризации и положения плоскости поляризации света, отраженного от лунных объектов. Следует отметить, что к такому же заключению пришел и проф. Н. П. Барабашев [124] при своих поляризационных наблюдениях различных участков лунной поверхности в 1923 г.

Заметим здесь же, что возможности более точного учета влияния фона неба, несомненно, будет способствовать осуществление предложения проф. А. В. Маркова [75] о приспособлении к применяемому нами прибору фотоаппарата типа ФЭД, для съемки изображения измеряемого объекта.

§ 17. Результаты наблюдений: таблицы и кривые

Содержащийся в данной работе и использованный для нашего исследования наблюдательный материал накоплен в течение 148 ночей, список которых приводится в таблице 17.I, где некоторые ночи, ввиду продолжительности периода наблюдения, разделены на 2 или 3 части (см. § 13). Кроме даты и средних моментов наблюдений по Всемирному времени здесь даются также соответствеующие этим моментам углы фазы α Луны.

Из более, чем 45 наблюденных объектов лунной поверхности, для окончательной обработки оказались пригодными, в смысле достаточного количества промеров для построения кривых, 41 объект. На этих объектах выполнено всего 1 371 измерение опорных величин a, b и c (см. § 12), с помощью которых вычислялись степень поляризации и положение плоскости поляризации света, отраженного от различных лунных объектов. Распределение этих измерений среди наблюденных объектов не равномерное, ввиду невозможности одновременного наблюдения всех избранных объектов в каждую ясную ночь.

Окончательные результаты измерения степени поляризации и положения плоскости поляризации для всех наблюденных объектов даны в табличках, обозначенных номерами от 1 до 41, соответственно номеру объекта (см § 11) и объединенных в табл. 17.II. В каждой такой табличке, кроме даты наблюдения, даются следующие величины: угол фазы α, углы падения i, отражения ε и азимута θ, вычисленные по формулам (13 1), (13.2), (13.3) и (13.4); интенсивности a, b и c наблюденного света, соответствующие положениям поляроида 0°, 60° и 120° (см. § 12); степень поляризации p, вычисленная по формуле (12,4) и вычисленный по формуле (12 7) угол γ между плоскостью поляризации отраженного от лунных деталей света и экватором интенсивности.

За 1950 и 1951 годы величина γ не дается по следующей причине. Ввиду того, что по конструкции прибора электрофотометр с фильтрами и поляроидами вращается вокруг оптической оси телескопа, что требуется для удобства центрировки изображения, наблюдения в 1950—51 годы выполнены при различной ориентировке поляроида относительно

Таблица 17.I ცხრილი

Дата თარიღი	Средний момент наблюдения по Всемирному времени დაკვირვების საშუალო მომენტი მსოფლიო დროით	α	Дата თარიღი	Средний момент наблюдения по Всемирному времени დაკვირვების საშუალო მომენტი მსოფლიო დროით	α
1950·10·17	16h 39m	−96·1°	1952·1·4	19h 08m	−82·6°
10·18	16 38	−83·4	1·10	17 10	−16·6
10·19	19 15	−69·7	1·10	19 16	−15·5
10·28	1 00	+24·1	1·11	21 06	−5·1
11·21	20 48	−30·2	1·18	1 24	+64·1
11·23	21 51	−8·9	1·20	1 42	+87·7
12·15	16 35	−96·4	1·21	2 05	+100·2
12·16	18 05	−84·0	2·1	17 43	−103·1
12·17	17 47	−72·9	2·8	18 30	−24·5
12·18	17 23	−62·0	2·9	23 44	−11·3
1951·1·13	16 24	−104·0	2·14	0 41	+33·4
1·14	18 13	−92·8	2·14	22 33	+44·0
1·31	1 58	+95·7	2·16	0 15	+56·5
2·12	19 50	−101·4	2·17	0 45	+68·7
2·13	17 21	−91·5	3·13	21 45	+25·2
2·13	20 13	−90·2	4·9	21 31	−6·5
2·14	17 40	−80·5	5·10	23 45	+15·4
2·14	21 08	−78·9	5·11	23 06	+28·3
2·17	18 22	−47·8	5·12	23 30	+41·7
2·17	20 00	−47·0	5·13	23 30	+55·1
2·19	19 28	−23·8	5·28	19 10	−123·4
2·20	21 04	−12·2	6·1	19 31	−79·9
2·20	23 12	−11·1	6·3	19 45	−56·8
2·27	0 51	+64·7	6·9	21 37	+23·2
3·16	19 46	−78·0	6·29	19 22	−98·3
3·19	23 27	−42·6	7·1	18 52	−75·5
4·13	20 00	−97·6	7·3	19 35	−50·4
4·14	18 37	−87·2	7·13	23 08	+87·5
4·14	19 56	−86·6	7·14	23 28	+100·0
5·11	19 42	−116·6	8·6	20 08	+14·2
5·16	18 36	−59·7	8·7	21 48	+29·3
5·16	20 54	−58·5	8·10	23 24	+70·0
5·21	21 40	+10·6	8·29	18 07	−74·0
6·10	18 51	−113·0	9·4	20 30	+10·4
6·19	21 49	+7·5	9·5	20 21	+23·7
7·11	18 50	−95·0	9·5	23 36	+25·0
7·12	19 17	−82·5	9·6	21 40	+37·7
7·13	19 43	−69·0	9·6	23 53	+39·0
7·24	22 49	+80·1	9·7	21 06	+50·7
7·25	23 14	+91·9	9·7	23 46	+52·1
7·26	23 36	+103·3	9·8	22 44	+64·2
8·9	18 15	−99·5	9·9	22 44	+76·3
8·11	18 33	−73·5	9·10	23 51	+88·6
8·21	0 18	+50·2	9·12	0 33	+99·8
8·22	23 10	+73·3	9·27	17 38	−78·5
8·25	23 48	+107·0	9·28	18 55	+64·5
10·20	22 58	+68·0	9·29	18 17	−51·4
10·21	0 37	+68·8	9·29	20 24	−50·0
11·9	20 27	−45·2	9·30	19 05	−37·2
11·16	23 50	+37·5	9·30	21 26	−36·0
11·21	23 56	+91·7	10·1	23 28	−21·0
11·22	1 23	+92·3	10·3	20 36	+6·3
11·23	1 12	+103·5	10·3	23 32	+7·1
12·2	15 30	−129·7	10·4	20 01	+18·2
12·3	16 36	−115·6	10·4	21 39	+19·2
12·7	19 42	−63·7	10·4	23 42	+20·4
12·10	18 21	−29·7			

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Дата თარიღი	Средний момент наблюдения по Всемирному времени დაკვირვების საშუალო მომენტი მსოფლიო დროით		α	Дата თარიღი	Средний момент наблюдения по Всемирному времени დაკვირვების საშუალო მომენტი მსოფლიო დროით		α
1952·10·10	23ʰ	38ᵐ	+92·0°	1953·7·31	23ʰ	07ᵐ	+74·5°
10·27	17	26	−70·1	8·1	23	16	+87·8
10·27	19	13	−69·0	8·3	23	47	+113·5
10·30	19	18	−28·5	8·24	21	10	+2·6
10·31	19	30	−15·5	8·24	23	56	+3·2
11·6	21	53	+59·7	8·26	0	14	+16·4
11·6	23	39	+60·7	8·28	22	12	+57·2
11·26	17	43	−60·6	8·29	0	06	+58·4
12·12	2	30	+118·2	8·29	22	16	+69·6
12·25	19	15	−64·8	8·30	0	08	+71·7
12·28	20	25	−27·8	8·30	22	25	+83·6
12·29	17	56	−17·5	8·31	23	51	+96·8
1953·1·18	16	30	−137·0	9·18	18	10	−60·8
1·25	19	12	−46·8	9·18	19	52	−59·9
3·27	19	06	−30·9	9·20	19	10	−33·7
3·27	22	06	−28·9	9·21	17	32	−20·8
3·30	19	13	+5·2	9·21	19	48	−19·6
3·30	21	07	+6·3	9·21	22	56	−17·6
3·30	23	04	+7·2	9·23	22	17	+11·8
3·31	21	14	+15·5	9·23	23	40	+12·5
3·31	23	20	+16·5	9·24	0	53	+11·7
4·17	18	13	−128·0	9·24	19	42	+23·9
4·27	19	23	−15·8	9·24	22	36	+25·6
4·27	21	36	−14·7	9·25	0	24	+26·5
5·4	23	35	+70·4	9·25	20	31	+38·0
5·27	20	11	−11·2	9·25	22	41	+39·3
5·27	22	15	−10·7	9·26	0	48	+40·5
5·28	20	31	+4·4	9·26	22	46	+52·8
5·31	23	06	+40·8	9·27	0	40	+53·9
6·1	23	04	+53·8	9·29	23	24	+90·8
6·21	19	44	−64·4	9·30	0	42	+91·5
6·27	21	20	+9·7	10·1	0	36	+103·0
7·1	22	31	+63·4	10·2	1	06	+114·8
7·19	19	08	−83·2	10·24	0	12	+20·9
7·20	19	21	−71·8	10·24	20	41	+32·5
7·23	21	04	−34·6	10·24	22	27	+33·5
7·29	22	49	+47·2	10·25	21	30	+46·0
7·30	22	45	+61·0	10·25	22	56	+46·8

зеркал рефлектора Поэтому, для этого периода не имеется возможности вычисления угла ω, входившего в формулу (12.7), с помощью которой производится определение угла γ.

При выполнении наблюдений последующих годов была предусмотрена фиксация ориентировки поляроида. Соответственно улучшены и возможности гидирования и центрировки в процессе наблюдения (см § 15), вследствие чего созданы условия определения угла ω без особых затруднений при выполнении наблюдений.

В конце работы помещено приложение, где результаты измерений представлены в графической форме. В частности, в соответствии с табл. 17.II, здесь даются кривые изменения степени поляризации p и положения плоскости поляризации (угла γ) в зависимости от углов α, i, ε и θ.

Таблица 17. II ცხრილი

I. Моря и заливы — ზღვები და ყურეები

1. Залив Радуги (центр)

ცისარტყელას ყურე (ცენტრი)

$\varphi = +45.°0$, $\lambda = -31.°5$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1951·1·31	+95·7°	73·8°	46·0°	109·4°	29·23	40·23	37·68	0·180	—
2·17	−47·0	80·5	57·5	44·2	66·15	76·37	80·16	113	—
2·19	−23·8	64·3	55·2	25·3	107·88	97·69	107·83	065	—
2·20	−11·1	56·0	53·6	13·3	129·30	121·20	128·11	040	—
2·27	+64·7	55·4	46·3	86·5	122·84	96·52	110·97	138	—
3·19	−42·6	75·0	53·8	42·0	49·06	43·72	48·33	071	—
7·24	+80·1	57·0	60·2	98·2	63·17	63·00	83·67	196	—
7·26	+103·3	73·0	61·0	116·6	45·63	43·50	61·07	221	—
8·21	+50·2	46·0	59·8	62·5	176·66	169·96	200·42	101	—
8·25	+107·0	77·6	60·0	117·8	28·94	24·90	35·28	203	—
10·20	+68·8	56·0	58·7	83·2	166·40	145·84	191·44	157	—
11·21	+91·7	74·1	51·0	105·6	52·40	41·22	55·86	177	—
11·23	+103·5	76·1	49·3	107·5	44·40	32·00	42·40	194	—
1952·1·10	−16·6	63·5	58·8	18·0	110·24	118·58	110·16	049	−14·2°
1·11	−5·1	55·7	57·3	5·6	188·42	205·58	193·22	055	−49·8
1·18	+64·1	57·8	46·7	83·4	201·45	248·84	244·04	130	+5·6
1·20	+87·7	72·7	44·2	104·9	83·04	111·56	101·84	173	+4·9
1·21	+100·2	81·4	43·5	115·2	36·58	49·88	44·45	175	+3·1
2·8	−24·5	67·2	56·8	25·1	159·12	174·40	169·54	054	+6·8
2·14	+44·0	48·2	46·2	61·7	161·78	175·18	187·42	084	+20·5
2·16	+56·5	53·0	44·7	77·0	97·90	106·10	120·10	120	+27·4
2·17	+68·7	59·8	44·0	90·3	73·80	94·50	84·00	142	−3·9
5·10	+15·4	44·7	45·3	22·0	69·61	72·98	66·92	051	−39·2
7·13	+87·5	61·8	61·0	104·1	62·05	67·96	46·93	212	−1·3
8·6	+14·2	47·7	54·7	16·3	144·53	157·70	150·94	051	+38·5
9·5	+25·0	46·4	59·7	28·5	79·59	84·56	77·29	053	+25·4
9·6	+37·7	45·5	61·0	44·0	59·30	65·19	59·57	062	+32·2
9·7	+50·7	47·0	62·0	61·7	70·34	79·64	66·71	106	+19·0
9·9	+76·3	56·4	62·2	92·0	95·54	111·46	85·09	157	+4·0
9·12	+99·8	71·5	59·5	114·0	59·00	70·67	53·58	165	−6·5
10·3	+6·3	53·5	59·5	3·0	45·37	48·75	46·21	043	+57·1
10·4	+18·2	49·0	60·7	17·5	108·29	115·01	111·06	035	+52·4
10·4	+20·4	48·8	60·2	19·0	59·25	63·29	60·84	038	+48·5
10·10	+92·0	68·0	57·8	107·6	33·25	40·75	33·08	142	−6·1
10·30	−28·5	72·0	58·6	27·8	85·92	89·59	85·92	028	+18·8
11·6	+59·7	51·0	57·8	75·3	86·87	101·87	85·84	113	−3·2
12·28	−27·8	72·8	60·5	27·8	40·23	43·20	40·67	044	+7·0
12·29	−17·5	65·0	60·0	18·8	129·09	136·12	128·58	037	−8·6
1953·3·27	−28·9	68·6	50·0	26·0	56·74	62·40	56·58	065	−15·2
3·30	+6·3	48·4	46·7	7·0	169·28	178·70	168·80	037	−53·7
3·31	+16·5	44·5	45·2	24·0	107·34	109·50	104·46	028	−53·0
4·27	−15·8	57·8	45·7	13·5	167·28	108·67	168·19	051	+0·1
5·27	−11·2	54·2	45·0	9·0	113·54	118·71	116·16	025	+29·9
7·1	+63·4	52·6	56·8	79·6	110·66	113·58	100·42	074	+3·2
7·23	−34·6	69·0	46·3	31·7	127·66	138·41	125·00	063	+0·8
7·30	+61·0	50·8	59·7	75·8	137·58	146·54	122·16	105	+9·7
8·3	+113·5	80·5	60·9	123·1	46·46	53·25	40·66	155	−1·9
8·24	+2·6	52·2	54·8	1·0	101·72	109·15	100·31	053	+63·7
8·30	+71·7	54·7	61·8	87·0	125·75	139·42	107·58	148	+4·0
9·18	−59·9	87·0	49·0	52·0	49·25	53·16	44·66	104	+5·2
9·21	−20·8	63·5	55·0	22·0	123·33	131·00	124·84	037	+21·2
9·26	+40·5	46·3	61·2	48·3	97·79	104·00	94·84	055	+17·7
10·1	+103·0	73·0	57·3	118·2	62·92	81·42	63·42	176	−5·3
10·2	+114·8	81·8	55·7	127·7	60·16	77·33	63·17	158	−5·5
10·24	+20·9	48·3	60·5	20·8	128·56	134·92	125·50	043	+21·6

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

2 Море кризисов (центр)
კრიზისების ზღვა (ცენტრი)
$\varphi = +16{\cdot}^{\circ}0,\ \lambda = +58.^{\circ}0$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1950·10·28	+ 24·1°	82·0°	61·2°	12·3°	65·71	67·90	72·67	0·059	—
11·21	— 30·2	29·0	56·8	19·0	189·30	189·83	196·38	023	—
11·23	— 8·9	50·8	60·0	2·3	63·27	63·83	62·67	013	—
12·15	— 96·4	49·0	51·6	151·4	108·18	84·83	83·47	174	—
12·16	— 84·0	37·4	52·5	141·8	135·43	105·17	112·57	155	—
12·17	— 72·9	27·4	54·0	128·0	159·42	145·17	126·30	133	—
12·18	— 62·0	20·0	65·3	103·7	154·26	165·57	185·60	109	—
1951· 1·13	—104·0	49·0	53·5	149 0	82·34	75·57	59·07	191	—
1·13	—104·0	49·0	53·5	149·0	78·62	71·67	56·04	194	—
1·14	— 92·8	38·9	54·8	141·4	113·06	104·02	81·73	187	—
2·12	—101·4	49·8	57·8	147·6	69·21	77·96	55·23	196	—
2·13	— 91·5	39·9	59·0	141·3	123·74	119·18	91·40	181	—
2·14	— 80·5	28·9	60·2	130 2	133·79	168·73	169·77	150	—
2·14	— 80·5	28·9	60·2	130 2	147 78	150·57	122·24	180	—
2·20	— 12·2	52·2	64·8	1·5	187·78	174·87	188·81	048	—
3·16	— 78·0	24·0	63·5	123·5	97·94	72·63	95·43	182	—
4·13	— 97·6	39·0	64·0	146·7	34·88	24·81	33·18	201	—
6·10	—113·0	50·5	65·7	159·0	66 95	50·67	67·67	180	—
6·19	+ 7·5	63·0	56·0	3·0	80·04	74·77	80·33	046	—
7·12	— 82·5	23·0	64·6	139 0	54·40	39·97	49·90	177	—
7·12	— 82·5	23 0	64·6	139 0	51 43	36·67	45·83	193	—
7·12	— 82·5	23·0	64·6	139 0	52·92	38·32	47·86	185	—
7·13	— 69 0	15·5	63·2	107·5	57 68	44·92	56·16	152	—
8·11	— 73·5	19·0	61·4	127·5	77·55	94·95	98·98	146	—
12·2	—129·7	77·0	54·3	168·0	53·80	42·16	53·90	152	—
12·3	—115·6	64·8	53·5	161·6	119·28	87 22	106·10	178	—
12·3	—115·6	64·8	53·5	161·6	21·02	18·50	15·04	190	—
12·7	— 63·7	21·5	54 3	110·4	325·70	324·40	268·24	124	—
1952· 1·4	— 82 6	36·5	54·0	136 3	226·82	250·78	190·26	158	+6·°3
1·10	— 16·6	42 2	59·0	3·5	133·50	140·90	132·02	040	—18·4
1·11	— 5·1	55·8	60·0	2·5	175·80	194·44	178·82	063	—52 8
2·1	—103 1	55 0	54·2	148·3	66·68	81·48	60·02	183	+16·3
2·8	— 24·5	36 0	60 0	9·7	210·92	232·28	224 18	056	+ 4·8
5·10	+ 15·4	76·7	60·8	0·8	27·36	28·80	28·20	030	— 8·2
5·28	—123·4	66·5	60·2	162·5	31 38	42·28	35·81	173	+ 2·6
6·9	+ 23·2	82·0	58·8	3·7	35·64	37·83	34·68	052	— 8·5
10·3	+ 6·3	60·0	57·4	6·5	44 91	48·79	46·34	048	+60·9
10·4	+ 19·2	72 2	56·2	12·2	39·07	41·54	39 46	038	+43·1
10·27	— 70 1	20·3	60·5	112 8	71·92	79·46	64·25	122	+ 7·6
1953· 1·18	—137·0	82·5	58·0	163·0	51·14	52·65	44 10	107	+ 2·5
3·27	— 28·9	31·5	57·7	18 0	104·70	113·14	105·10	051	— 3·3
3·30	+ 7·2	66·2	60·5	3 5	92·20	97·10	91·30	038	—63·9
3·31	+ 15·5	77·0	61·3	1·0	54·20	55·40	51·80	040	—58·3
4·17	—128·0	77 0	54·7	160 0	65·00	78·30	58·98	169	+ 2·0
9·25	+ 26·5	81·0	57·8	14·5	39·75	41·83	38·50	048	+23·7

3. Море Кризисов (южная часть)
კრიზისების ზღვა (სამხრეთი ნაწილი)
$\varphi = +12.^{\circ}0,\ \lambda = +57.^{\circ}0$

Дата თარიღი	α		ε	Θ	a	b	c	p	γ
1950·10·17	—96·1°	46·4°	51·0°	166 0°	139·01	181·12	177·80	0·163	—
10·18	—83·4	35·0	50·1	158·0	225·4	277·6	229·4	137	—
10·19	— 69·7	23 5	49·8	145·0	65·7	64 4	76·5	111	—
12·16	—84·0	36·9	50·2	150 3	136·33	107·67	113·47	147	—
12·16	—84·0	36·9	50·2	150·3	113·42	132·00	105·17	136	—
12·17	—72·9	26·0	52 2	138·3	164·08	149·60	130·27	132	—
12 18	—62·0	17 3	53·8	114 2	186·60	153 17	168·17	114	—

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1951·1·13	—104·0°	48·8°	51·8°	155·2°	80·93	57·67	72·73	0·193	—
1·14	— 92·8	38·4	53·0	148·7	120·36	124·02	144·13	114	—
2·13	— 91·5	39·7	56·5	148·3	133·45	128·05	98·46	181	—
2·14	— 80·5	27·8	59·0	139·6	230·35	266 50	268·74	098	—
2·20	— 12·2	50·8	63·0	0·5	184·12	174·47	186·78	042	—
3·16	— 78·0	22·2	61·8	134·0	102·94	80·33	104·87	164	—
7·13	— 69·0	12·2	62·2	120·5	78·12	65·42	77·35	112	—
12·2	—129·7	76·9	53·2	171·6	63·00	51·84	57·48	112	—
12·3	—115·6	65·0	52·2	166·6	150·48	128·99	115·10	157	—
1952·1·4	— 82·6	35·8	52·0	144·8	236·56	257·28	199·02	148	+4·°9
1·10	— 16·6	40·3	57·0	1·1	140·24	145·50	136·64	037	—25·9
10·3	+ 6·3	58·2	55·0	6·3	43·42	46·62	44·50	042	+65·2
10·4	+ 19·2	71·0	54·3	11·2	36·77	39·25	37·92	037	+52·7
10·27	— 70·1	17·8	59·0	124·3	112·25	122·62	105·08	090	+10·0
1953·3·27	— 38·9	29·2	56·3	14·3	151·20	162·80	150·42	052	—15·7
3·31	+ 15·5	76·0	60·3	1·2	60·90	65·34	59·40	057	—44·9
4·17	—128·0	77·8	52·5	164·0	55·02	62·90	52·46	111	— 4·0
9·25	+ 26·5	80·0	55·6	13·0	38·14	40·50	38·08	042	+33·0

4. Море Нектара (центр)
ნექტარის ზღვა (ცენტრი)
$\varphi = -15^{\circ}{\cdot}0,\ \lambda = +35^{\circ}{\cdot}0$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1950·10 18	— 83·4°	56·6°	34·8°	135·8°	230 20	263·80	234·60	0·086	—
10·19	— 69·7	43·5	33·6	131·2	59·00	58 90	68·07	098	—
1951·1·13	—104·0	70·0	30·4	152 8	30·08	22·44	28·47	172	—
1·14	— 92·8	59·4	30·9	152·6	82·69	77·18	62·70	161	—
2·13	— 91·5	61·0	32·7	159·7	111·88	108·48	85·86	160	—
4·13	— 97·6	61·5	38·6	159·6	28·21	21·39	26·80	163	—
4·14	— 87·2	50 2	39·6	154·8	80·39	61·42	73·66	155	—
7·12	— 82·5	43·7	45·3	139·0	43·76	33·18	40·32	159	—
8·11	— 73·5	37·8	44·0	131·3	80·38	63·86	79·76	145	—
1952·1·4	— 82·6	57·0	28·5	153·8	190·78	211·66	163·86	147	+7·°6
1·10	— 15·5	21·8	33·2	129·7	175·60	187·56	176·86	043	—12·3
2·14	+ 33·4	74·0	43·7	17·2	44·60	49·40	51·27	082	+13·8
2·14	+ 44·0	84·8	44·8	21·3	30·80	34·86	37·12	108	+16·7
9·6	+ 37·7	66 9	29·7	24·8	37·04	40·05	36·30	060	+25·6
9·7	+ 52·2	79·7	28·1	12·8	24·95	27·25	23·15	094	+13·4
9 2	— 50·0	19 5	39·4	114·9	88·14	95·59	83·46	035	+ 8·8
10 39	+ 6·3	37·4	31·5	4·2	55·66	60·09	57·17	046	+60·0
10·4	+ 20·4	49·9	30·0	2·6	62·25	65·61	62 00	037	+35·2
10·27	— 69·0	35·5	38·3	141·7	71·24	75·92	63·34	105	+11·4
1953·3·27	— 28·9	17 2	38·4	45·0	123·30	134·50	125·60	053	— 8·9
3·30	+ 7·2	45·2	43·1	9·0	121·40	126·20	119·40	034	—68·4
3·31	+ 15·5	55·6	44·0	13·7	117·00	122·66	116·50	034	—40·0
8·29	+ 58·4	87·2	29·8	13·0	64·25	68·25	56·92	105	+ 6·8
9·25	+ 26·5	57·7	31·3	3·8	107·16	114·84	108·34	043	+38·7
9·26	+ 40·5	69·7	29·8	9·3	59·25	62·92	58·40	046	+21·8
9·26	+ 52·8	80·3	28·8	14·5	79·50	84·65	78·50	047	+16·1

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

5. Море Нектара (южная часть)
ნექტარის ზღვა (სამხრეთი ნაწილი)
$\varphi=-17^\circ\cdot0$, $\lambda=+34^\circ\cdot0$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1950·10·17	−96°·1	69°·3	35°·8	136°·3	213·12	258·00	259·12	0·125	—
12·16	−84·0	58·6	30·5	141·5	128·66	110·33	115·83	092	—
12·17	−72·9	47·2	30·6	139·7	196·80	188·83	174·67	070	—
12·18	−62·0	36·6	30·8	135·6	166·68	175·23	149·00	094	—
1951· 2·20	−12·2	30·5	39·8	14·5	223·89	205·20	219·04	052	—
4·13	−97·6	62·5	37·7	155·2	38·94	29·51	35·93	160	—
4·14	−87·2	51·4	39·2	151·0	99·29	82·72	95·86	109	—°
1952· 9·7	+52·2	78·5	27·8	15·4	20·54	22·84	19·34	098	+16·6
10·3	+ 6·3	37·0	31·0	3·6	56·20	61·08	57·72	049	+59·0
10·4	+20·4	49·8	29·7	4·5	64·54	71·09	66·19	058	+44·0
10·27	−69·0	37·2	38·0	137·0	85·54	97·58	85·34	091	+21·8
1953· 3·27	−28·9	18·8	38·3	46·8	154·20	167·40	157·60	049	− 7·3
3·30	+ 7·2	45·0	43·2	8·7	137·80	149·46	136·14	059	−63·0
3·31	+15·5	55·0	44·3	14·6	121·80	123·70	119·00	023	−56·1
8·29	+58·4	86·0	29·5	16·5	68·67	70·67	64·50	054	+ 5·8
9·25	+26·5	57·0	31·0	6·2	109·50	116·66	110·67	040	+39·0
9·26	+40·5	69·0	29·4	12·3	58·84	64·34	58·50	062	+25·4
9·26	+52·8	79·3	28·4	19·6	85·16	91·16	80·34	073	+ 7·2

6. Море Плодородия (к востоку от кр. Мессье)
ნაყოფიერების ზღვა (კრ. მესიეს აღმოსავლეთით)
$\varphi=-2^\circ\cdot0$, $\lambda=+45^\circ\cdot0$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1950·10·18	−83°·4	45°·2	38°·7	167°·2	49·20	64·90	50·80	0·179	—
10·19	−69·7	31·8	38·4	167·5	47·00	46·80	55·40	114	—
12·16	−84·0	46·5	37·5	178·4	120·45	94·33	101·60	147	—
12·17	−72·9	34·8	38·4	180·0	144·34	132·63	118·07	116	—
1951·1·14	−92·8	48·5	39·1	176·8	108·9	95·95	76·13	200	—
2·13	−90·2	48·3	42·3	174·3	102·40	100·35	76·16	189	—
2·14	−80·5	37·2	43·3	174·8	122·35	153·63	154·54	148	—
3·16	−78·0	32·0	47·0	176·8	91·12	64·13	82·40	201	—
1952·10·27	−69·0	23·0	46·0	178·0	64·50	69·39	56·77	116	+3°·5
10·30	−28·5	13·7	42·3	7·3	132·72	142·17	131·84	048	+16·6
10·31	−15·5	25·8	41·0	7·0	51·42	54·12	52·16	030	+15·0
1953· 9·25	+26 5	67·0	41·0	7·1	75·33	79·00	75·50	032	+35·8
9·25	+38·0	77·1	39·2	7·0	32·00	33·50	31·00	044	+16·5

II. Дно кратеров—კრატერების ფსკერები

7. Автолик (центр)
ავტოლიკი (ცენტრი)
$\varphi=+30^\circ\cdot0$, $\lambda=+1^\circ\cdot5$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1951·12·7	−63°·7	72°·3	34°·6	68°·7	230·50	224·90	189·00	0·121	—
1952· 6·9	+23·2	37·6	25·0	40·0	159 70	170·15	157·76	047	−4°·2
7·3	−50·4	49·3	24·9	81·6	108·67	121·76	105·59	080	−13·5
8·10	+70·0	68·3	37 1	86·3	67 54	73·16	59·91	115	+ 8·5
9·4	+10·4	32·0	33 8	18·0	296·84	319·75	300·42	047	+35·8

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1952·9·5	+25°·0	37°·2	35°·5	43°·8	89·94	96·89	90·99	0·047	+38°·5
9·7	+52·2	54·2	37·5	72·0	76·00	83·62	72·09	088	+16·6
9·8	+64·1	61·2	37·8	80·0	63·32	70·21	57·77	113	+ 8·3
9 9	+76·3	74·0	37·1	84·0	51·32	59·39	45·97	150	+ 4·0
9·28	−64·5	65·3	28·4	82·0	47·67	53·75	44·00	117	+ 5·4
9·29	−51·4	55·5	30·0	71·0	49·21	53·82	47·62	074	+13·1
9·30	−37·2	46·3	31·6	57·5	70·80	77·12	69·76	063	+18·4
10·1	−21·0	37·0	33·6	35·0	58·42	62·12	57·75	076	+15·6
10·3	+ 7·1	32·0	35·9	10·0	56·02	60·10	56·52	044	+60·4
10·4	+20·4	35·2	36·9	35·0	83·37	89·00	85·04	038	+45·4
10·27	− 69·0	70·5	31·3	81·0	43·55	47·17	39·35	104	+ 6·0
10·30	−28·5	42·4	35·5	44·5	145·89	154·71	143·08	047	+12·1
11·6	+60·7	64·0	34·0	76·0	72·67	85·03	73·34	104	− 0·7
11·26	−60·6	66·6	35·2	71·5	44·70	48·84	41·38	096	+11·0
1953·3·27	−30 0	40·0	28 5	50·0	178·60	194·70	184·70	043	− 3·6
3·30	+ 6·3	30·0	25·6	6·0	203·42	215·28	200·70	043	−57·5
3·31	+16·5	35·3	24·5	26·0	136·90	141·48	135·20	028	−43·2
4·27	−14·7	30·2	24·6	31·2	167·32	177·92	167·48	042	− 0·3
5·27	−10·7	29·0	24·9	21·0	166·84	178·54	173·84	040	+34·5
6 1	+53·8	62·1	30·6	65·0	141·34	150·71	133·17	071	+ 7·9
6·27	+ 9·7	32·8	29·0	17·5	53·92	55·50	54·62	017	+30·8
7·23	−34·6	40·0	27·0	61·0	244·00	262·25	237·66	059	− 1·3
7·29	+47·2	54·3	35·8	65·0	178·84	186·33	170·25	052	+14·0
7·31	+74·5	75·0	37·2	85·3	77·50	81·84	70·08	090	+ 7·3
8·29	+58·4	60·3	37·3	75·7	173·50	183·59	159·25	082	+ 8·8
8·30	+71·7	70·0	37·2	87·0	103·42	113·42	93·58	111	+ 6·5
9·18	−59·9	59·0	30·6	83·0	81·66	90·24	76·90	094	+ 3·5
9·21	−19·6	85·0	30·6	24·4	124·84	135·34	127·50	048	+22·5
9·23	+12·5	33·6	36·5	21·0	202·50	218·84	208·83	046	+58·3
9·25	+26 5	39·2	36·9	44·0	157·42	167·42	158·52	040	+37·5
9·25	+38·0	46·0	37·1	57·7	109·68	118·00	109·00	052	+26·2
9·27	+53·9	56·6	36·7	73·7	82·50	88·50	94·16	076	+35·4
10·24	+33·5	42·0	35·0	54·2	129·00	138·02	128·01	048	+17·5
10·25	+46·8	50·0	35·0	68·3	176·20	196·70	170·00	089	+ 4·5

8 Альбатений (центр)—ალბატენი (ცენტრი)
$\varphi=-11^\circ\cdot5$, $\lambda=+4\cdot^\circ0$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1951·2·14	−78°9	77°0	5°·5	115°·0	70·54	71·77	57·84	0·133	—
2·27	+64 7	71·5	18·2	65·1	94·04	81·79	87·77	081	—
3·19	−42·6	35·6	11·8	121·0	143·56	125·99	140·99	080	—
7·24	+80·1	78·0	7·7	107·0	42·00	42·17	49·00	104	—
12·7	−63·7	66·0	7·9	71·6	284·90	291·30	247·56	099	—
1952·2·17	+ 68·7	79·0	20·4	57·0	43·00	50·60	45·60	096	− 8°·9
6·1	−79·9	71·6	17·0	116·7	76·05	93·30	87·30	118	+ 0·3
6·3	−56·8	48·0	19·5	108·9	96·54	110·98	98·01	090	−14·2
6·9	+23·2	30·5	16·5	50·0	205·00	220·33	207·09	046	+ 3·6
7·1	−75·5	66 0	20·5	116·0	57·28	68·71	60·55	109	− 9·5
8·10	+70·0	67·8	6·0	115·0	71·44	77·12	65·02	098	+10·0
9·5	+23·7	25·3	6·6	70·0	94·02	103·55	93·63	067	+34·1
9·6	+39·0	38·5	5·9	98·0	79·12	85·30	77·12	061	+23·9
9·7	+50·7	48·7	5·6	110·5	81·09	90·50	79·42	082	+22·9
9·8	+64·1	61·7	5·6	119·4	80·30	89·26	74·96	102	+10·2
9·9	+76·3	73·2	5·8	120·3	62·11	69·65	57·67	111	+ 4·8
9·10	+88·6	86·0	6·0	116·0	15·50	17·29	13 50	142	− 7·0
9 27	−78·5	71·0	17·2	113·9	38·44	44·56	36·96	116	+ 5·1
9·29	−50·0	45·5	13·2	105·0	60·85	65·84	58 47	070	+11·4
9 30	−36·0	33·0	11·4	95·8	79·91	85·86	78·40	056	+16·9
10·3	+ 6 3	11·5	6·0	25·0	68·25	73·75	70·50	046	+62·2
10·4	+18·2	20·0	5·5	71·5	95·24	101·47	97·80	037	+52·4
10·27	−70·1	65·3	11 9	111·0	62·25	67·08	57 58	088	+ 7·2
11·6	+59·7	60 0	8·2	85·0	88·67	103·62	91·42	097	+ 3·4

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1952·11·26	−60°·6	59°·7	6°·7	93°·5	108·94	115·44	100·50	0·080	+7°·1
12·25	−64·8	67·0	6·1	76·0	56·84	62·57	53·92	088	+12·0
1953·3·27	−30·0	30·0	14·8	76·0	246·34	261·00	245·20	040	−16 4
3·30	+ 6·3	16·6	18·0	17·0	177·10	185·20	174·34	037	−59 6
3·31	+16·5	27·0	19·5	39·0	159·42	164·00	157·60	023	−43 6
4·27	−14·7	15·5	19·1	49·0	231·18	252 26	228·14	064	− 4·0
5·27	−10·7	13·4	19·8	29·0	167·00	172·75	167·00	023	+16·3
5·31	+40·8	49·7	15·4	49·0	183·66	192·37	182·09	035	+ 6·4
6·1	+53·8	61·4	13·4	52·0	165·08	178·46	159·58	067	+ 8·6
6·27	+ 9·7	21·0	15·3	25·0	71·83	73·58	72·62	013	+30·9
7·1	+63·4	67·4	8·0	59·3	88·12	90·29	77·92	089	+ 1·8
7·19	−83·2	75·0	20·0	111·4	48·17	56·34	48·80	103	−14·7
7·29	+47·2	50·0	6·7	62·5	195·50	204·62	186·66	053	+15·3
7·30	+61·9	61·9	5·4	79·0	130·83	138·58	121·62	075	+12·7
7·31	+74·5	74·7	4 7	87·4	120·96	127·00	111·17	077	+ 7·7
7·31	+74·5	74·7	4·7	87·4	102·42	107·50	92·59	087	+ 6·4
8·1	+87·8	86·5	5·0	98·6	33·12	37·00	31·25	100	+13·4
8·24	+ 2·6	12·3	9·9	7·0	141·44	150·82	143·48	040	+74·0
8·29	+58·4	57·6	5 0	97·3	196·50	208·92	182·92	077	+10·8
8·30	+71·7	69·5	5·6	111·5	112·92	122·42	104·00	094	+ 6·9
8·30	+83·6	81·0	6·5	117·0	43·46	50·02	40·64	124	+ 7·3
9·18	−60·8	51·0	16·0	121·8	138·33	153·40	132·74	087	+ 5·9
9·21	−17·6	15·0	9·4	87·0	104·00	112·34	106·33	046	+22·6
9·24	+12·7	17·5	5·6	33·9	220·34	240·66	225·00	054	+53·8
9·24	+25·6	26·7	5·2	64·5	183·57	196·25	188·42	038	+46·7
9·26	+40·5	40 0	5·4	90·0	128·84	137·34	128·67	043	+26·4
9·26	+52·8	51 0	6·3	107·0	100·67	111·16	99·50	071	+17·8
9·29	+90·8	87·0	9·7	112·8	71·67	86·67	70·67	136	−30·6

9. Альфонс (центр)—ალფონსი (ცენტრი)
$\varphi = -13°\,0$, $\lambda = -3°\cdot 0$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1951·2·14	−78°·9	83°·0	7°5	56°4	47·75	48 33	39·67	0·124	—
7·24	+80·1	71·0	13·0	139·6	56·50	55·67	68·00	132	—
7·25	+91·9	82·3	12·0	140·0	16·18	15·93	18·43	094	—
1952·6·1	−79·9	78 6	15·8	93·0	51·05	61·02	54·48	105	− 9°·8
6·3	−56·8	55·0	18·5	88·5	82·45	95·52	84·27	094	−13·1
8·10	+70·0	61·2	12·8	141·0	90·77	97·30	82·49	095	+ 9·0
9·5	+23·7	20·0	10 8	97·0	107·39	117·41	109·32	055	+40·3
9 6	+39·0	32·0	11·3	123·8	80·95	87·74	79·51	061	+26·0
9·7	+50·7	42·3	11 6	134·9	88·17	97 00	85·21	078	+34·0
9·8	+64·1	54 7	11·7	141·6	87·87	97·02	80·31	109	+ 8·1
9·9	+76·3	66 5	12 0	144·0	74 89	86·72	70·57	125	+ 8·1
9·10	+88·6	79 0	12 0	144·4	36 75	40·67	32·04	136	− 7·6
9·28	−64·5	65·0	15 0	85·2	47·78	52·97	44·75	099	+ 5·8
9·29	− 50·0	51·7	13 4	78·3	51 37	56 16	49·91	072	+14·2
9·30	−36·0	39·7	11·7	65·8	72·02	77·37	69·72	062	+13·8
10·1	−21·0	27 3	10 6	45·0	66 49	69·60	65·38	037	+12·3
10·3	+ 7·1	11·7	10·0	38 0	58 00	63·00	60·17	048	+70·1
10·4	+18·2	15 0	10 4	90 0	98 64	105·67	101·37	040	+51·6
10·10	+92·0	84·6	12 0	128 0	81·67	97·50	82 00	119	− 5 0
10·27	−70·1	71·5	12·4	80·4	44·96	49·02	41·96	091	+ 9·4
11·6	+59·7	53·5	12 4	116·5	97·12	112·25	98·17	095	− 0·2
11·26	− 60·6	66 3	10·1	53 8	43·16	46·79	41·80	068	+16·6
12 25	−64·8	72 8	10·4	38·0	42 25	47·42	40·22	099	+13·8

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1953·3·27	−30°·0	36°·0	16°·9	56°·5	211·35	228·48	215·24	0·048	−8°·4
3·30	+ 6·3	15·4	18·7	14·0	169·40	179·50	169·46	038	−52·3
3·31	+16·5	22·7	19·8	46·5	168·00	172·50	169·40	017	−26·8
5·4	+70·4	72·8	14·8	79·0	145·67	162·42	139·84	091	+ 5·7
5·27	−10·7	17·0	19·7	31·0	155·59	161·59	156·75	023	+21·5
5·31	+40·8	43·5	15·4	71·2	204·67	210·00	197·42	035	−42·5
6·1	+53·8	55·0	13·6	78·7	181·67	197·59	176·42	069	+ 9·9
7·1	+63 4	61·7	7·7	100·6	98·16	104·08	90·41	082	+ 9·9
7·19	−83·2	82·0	20·3	92·3	25·81	28·64	25·16	081	−21·8
7·30	+61·0	56·0	6·6	81·0	158·00	168·42	147·00	078	+13·7
7·31	+74·5	68·2	9·9	134·0	171·59	178·42	152·50	092	+ 4·0
8·1	+87·8	80·0	10·7	139·8	66·58	74·16	62·34	102	+12·3
8·29	+58·4	51·0	10·8	132·0	209·17	222·75	194·67	078	+11·0
8·30	+71·7	62·5	11·5	138·0	136·83	148·83	125·66	098	+ 7·0
8·30	+83·6	74·0	12·5	142·5	71·37	80·20	65·01	122	+ 3·8
9·18	−60·8	57·5	14·9	96·5	155·33	128·16	109·75	064	+33·7
9·21	−17·6	21·2	9·0	56·0	106·50	113·16	106·50	042	+14·8
9·24	+12·7	14·0	8·4	65·0	214·50	231·67	218·66	047	+54·3
9·24	+25·6	22·0	9·2	103·0	189·75	201·58	192·82	037	+42·7
9·26	+40·5	34·0	10·9	124·0	137·67	145·00	134·17	046	+17·7
9·26	+52·8	44·4	12·0	131·0	110·50	119·50	106·50	069	+11·6
9·29	+90·8	80·0	15·0	136·3	97·50	117·75	97·84	128	−28·6

10. Арзахель (центр)—არზახელი (ცენტრი)
$\varphi = -18°\cdot 5$, $\lambda = -2°\cdot 5$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1951·2·14	−78°·9	82°·5	12°·4	73°·4	46·92	48·11	40 18	0·110	—
7·24	+80·1	72·4	16·7	116·5	56·17	56·33	67·67	127	—
1952·6·1	−79·9	79·0	21·5	91·0	53·54	64·73	57·78	111	− 8°·6
6·3	−56·8	55·6	24·0	84·6	78·16	88·30	78·10	083	−17·0
8·10	+70·0	62 5	15·3	117·5	93·07	100 11	86·50	084	+11·6
9·5	+23·7	24 0	15·2	72·0	115·49	125·17	116·79	051	+38·7
9·6	+39·0	35·0	15·0	97·0	87·01	93·18	83·85	062	+21·0
9·7	+50·7	44 4	14·9	108·0	91·87	101·12	88·59	089	+19·7
9·8	+64·1	56·0	15·0	137·2	88·07	97·52	81·50	105	+ 9·7
9·9	+76·3	68·0	15·2	123·0	79·09	87·01	71·87	110	+ 1·4
9·10	+88·6	80·0	15·3	124·0	33·42	39·17	31·64	131	+ 2·3
9·29	−50 0	52·2	19·0	76 3	86·59	93 86	84·84	047	+15·4
9·30	−36·0	40·7	17·2	64 5	67·50	72 56	66·14	057	+16·6
10·1	−21·0	29·3	15·6	44·0	59·17	62·60	58·00	046	+12·0
10·3	+ 7·1	17·3	14·4	25·0	62·50	67·50	62·17	054	+55·6
10·4	+18·2	20·0	14·1	62·0	102·82	109 47	105·21	037	+50·7
10·10	+92·0	85·0	16·8	113·4	51·17	61·75	50·84	131	− 6·3
10·27	−70·1	71·2	18·0	82·7	47·04	50·02	43·62	078	+ 5·8
11·6	+59·7	55·0	16·5	102·0	95·46	107 17	96·15	076	− 0·1
11·26	−60·6	66·3	14·5	63·3	48·39	51·84	44·62	086	+ 8·5
1953·3·27	−30·0	37·8	21·7	54·7	218·44	235·20	221·50	046	− 9·6
3·30	− 6·3	20·5	24·0	11·0	174·24	185·40	173·34	044	−54·4
3·30	+16·5	26·2	25·0	39·0	184·70	192·10	183·20	030	−40·2
5·31	+40·8	45·6	20·5	65·8	222 00	226·42	212·16	038	−10·7
6·1	+53·8	56·6	18·6	75·0	187·79	200·54	181·54	059	+ 7·4
7·1	+63·4	63·0	14·4	84·0	98·83	103·08	91·71	068	+ 7·9
7·19	−83·2	82·0	25·5	91·7	28·63	34·66	30·85	112	− 6·0
7·30	+61·0	58·0	13·3	101·2	159·34	168·50	148·08	075	+12·4
7·31	+74·5	69·0	13·0	113·0	176·34	180·84	160·42	072	+ 2·6
8·1	+87·8	81·0	13·4	120·0	72·59	76·00	61·58	124	− 0·8
8·29	+58·4	52·5	13·5	111·0	225·67	236·59	202 09	092	+ 5·6
8·30	+71·7	64·0	14·4	119·5	155·00	168·50	142·16	098	+ 6·8
8·30	+83·6	75·0	15·3	123·7	77 96	86·30	73·16	097	+ 5·3
9·18	−60·8	58·3	19·4	91·7	119·75	131·68	114·84	082	+ 5·3
9·21	−17·6	24·2	14·3	46·0	102·00	108·50	101·66	043	+13·6

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1953· 9·24	+12°·7	19°·0	13°·0	42°·0	215·00	233·00	222·00	0·047	+58°·9
9·24	+25·6	25·7	13·2	75·0	202·00	215·90	202·84	043	+37·1
9·26	+40·5	36·0	14·3	98·0	152·50	163·50	151·50	049	+24·7
9·26	+52·8	46·0	15·3	108·0	113·33	122·34	113·16	052	+19·9
9·29	+90 8	80·5	18·7	121·8	110 50	122·67	109·67	112	−30·0

11. Аристарх (центр)—არისტარქი (ცენტრი)
$\varphi = +23°0$, $\lambda = -47°0$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1951· 7·24	+ 80°·1	33°·4	59°·3	122°·7	108·62	107·05	131·50	0 136	—
11·22	+ 92·3	54·7	46·4	135·2	118·00	93·70	121·32	157	—
11·23	+103·5	57·0	45·0	138·8	169·30	131·10	163·60	154	—
1952· 1·10	−115·5	66·7	55·7	12·8	135·78	143·27	137·98	032	−6.°8
1·18	+ 64·1	33·5	43·2	117·4	140·86	173·60	166·68	124	+2·4
1·20	+ 87·7	52·8	41·2	141·5	179·90	238·74	221·28	164	+3·0
1·21	+100·2	64·0	41·0	149·3	132·78	172·30	158·12	150	+4·7
7·14	+100·0	50·0	60·5	138·0	45·52	52·78	40·02	160	+10·0
8·10	+ 70·0	27·4	60·7	104 6	149·43	165·54	141·40	093	+16·4
9·4	+ 10·4	45·4	55·6	3·7	281·30	304·84	280·91	055	+31·2
9·6	+ 37·7	27·7	59·5	33·3	90·79	98·42	85·60	082	+19·2
9·7	+ 50·7	23·8	60·5	60·0	87·20	98·96	86·74	088	+26·0
9·8	+ 64·1	25·0	61·0	91·5	95·64	106·92	84·69	134	+ 0·7
9·9	+ 87·3	32·0	60·8	112·5	127·95	149·72	116·02	150	+ 5·4
9·10	+ 88·6	41·5	60·2	127·8	109·75	135 46	100·92	179	+ 1·8
9·12	+ 99·8	51·3	58·5	138·0	91·46	117·46	87·96	188	− 0·7
10·3	+ 7·1	51·0	57·3	1·5	59·62	65·37	61·92	054	+68·9
10·4	+ 20·4	39·8	59·0	9·8	105·72	112·29	107·50	037	−44·6
10·10	+ 92·0	46·4	66·6	133·4	44·59	56·67	45·66	158	− 3·2
10·30	− 28·5	79·7	55·9	18·0	46·34	51·04	47·46	058	+25·4
11·6	+ 59·7	25·7	56·5	89·0	110·62	129·50	109·84	110	− 2·6
12·12	+118·2	78·6	43·4	157·0	71·44	88·03	75·28	128	−10·7
1953· 3·27	− 30·0	78·0	50·0	13·0	112·66	121·34	113·28	048	−12·8
3·30	+ 5·2	44·8	45·2	7 0	189·54	204·29	161·26	048	−43·5
3·31	+ 16·5	33·3	44·0	21 0	177·78	186·30	178·52	030	−33·4
4·27	− 15·8	61·0	45·0	3·0	170·52	184 75	171·38	053	− 0·1
5·27	− 11·2	55·3	44·0	1 0	121·00	126·08	122·92	025	−25·7
6·27	+ 9·7	39·0	45·5	9·3	54·25	55·00	54·00	013	+20·8
7·1	+ 63·4	27·2	53·5	103·5	128·33	135·75	115·33	094	+ 7·6
7·29	+ 47·2	23 2	55·2	62·3	292·25	302·00	273·33	058	+ 9·9
7·30	+ 61·0	25·5	57·5	91·3	220·01	231·84	202·66	078	∓11·0
7·31	+ 74·5	32·7	58·3	113·9	296·58	317·16	264·92	104	+ 8·1
8 1	+ 87·8	41·6	59·0	127·0	254·12	274·67	221·16	125	+ 3·9
8·3	+113·5	63·5	59·5	145·1	122·54	139·88	112·08	130	+ 0·9
8·24	+ 3·2	48·0	51·4	1·4	106·84	113·56	106·24	043	+72·7
8·26	+ 16·4	38·0	58·8	9·5	127·50	140·75	130·09	061	+43·8
8 26	+ 16·4	38·0	53·8	9·5	133·42	137·66	128·59	040	+22·4
8·28	+ 57 2	24·0	59·0	77·8	90·41	96·02	84·84	071	+12·5
8·30	+ 83 6	37·3	60·2	122 5	195·71	219·42	179·48	016	+ 4 1
8·31	+ 96·8	47·8	60·0	135·3	207·92	246·00	196·34	138	+ 2·7
9·20	− 33·7	77·3	48·4	19 3	89·66	95·84	88·04	052	+13·3
9·21	− 20·8	67·2	50·5	14·5	142·84	151·84	144·00	038	+19·2
9·23	+ 11·8	44·0	55·7	2·7	236·75	250·83	238·00	037	+44·6
9·24	+ 23·9	35·7	57·4	15·0	186·75	198·00	187·75	037	+39·4
9·25	+ 39·3	27·4	59·0	37·0	155·17	162·75	147·50	057	+12·4
9·27	+ 53·9	24·1	60·0	68·0	137·00	150·67	132·00	080	+12·4
9·29	+ 90·8	42·7	59·4	132·2	144·83	177·84	141·84	149	−31·2
10·1	+103·0	53·4	58·0	142·7	145·00	176·50	144·25	137	− 6·5
10·2	+114·8	64·4	56·5	150·8	117·08	145·16	121·34	136	− 6·2
10·24	+32·5	31·7	59·3	25·7	157·50	168·50	156·00	049	+17·8
10·25	+46·0	25·7	59 5	50·5	113·67	124·67	109·85	077	+ 4·2

12. Аристилл (центр)—არისტილი (ცენტრი)
$\varphi = +33°·5$, $\lambda = +1°·0$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1951· 2·27	+64°·7	72°·1	28°·0	69°·5	87·13	70·02	76·34	0·128	—
7·24	+80 1	76·5	38·1	91·0	33·30	33·73	41·50	148	—
12·7	−63·7	73·5	37·5	68·0	212·30	205·30	176·45	111	—
1952 6·9	+23·2	39·4	29·0	41·3	148·58	160·50	150·48	048	+4°·2
7·3	+50·4	51·3	27·5	76·8	131·75	151·58	132·36	094	− 7·5
8·6	+14·2	35·4	34·2	24·5	144·48	153·61	147·39	037	+33·0
9·4	+10·4	34·8	36·8	17·0	288·62	312·25	293·42	048	+37·2
9·5	+25·0	39·2	38·5	41·4	85·52	92·79	85·52	055	+34·4
9·7	+52·2	55·0	40·2	70·8	77·72	85·77	73·87	088	+17·2
9·8	+64·1	64·5	40·7	79·0	60·82	67·02	54·89	115	+ 6·9
9·9	+76·3	74·0	40·2	88·0	49·99	57·87	44·94	148	+ 4·2
9·28	−64·5	66·5	31·3	79·5	47·92	54·42	45·62	107	+ 9·1
9·29	−51·4	57·0	32·8	68·0	45·52	49·44	42·80	084	+ 8·3
9·30	−37·2	48·4	34·5	54·1	65·59	70·87	63·77	064	+14·9
10·1	−21·6	39·8	36·5	34·2	58·92	62·71	58·96	042	+19·9
10·3	+ 7·1	34·8	39·0	10·0	53·84	58·66	55·42	051	+66·6
10·4	+20·4	37·6	39·7	32·0	86·50	92·00	86·84	040	+38·6
10·27	−69·0	72·0	34·3	79·6	41·40	44·74	37·00	109	+ 5·0
10·30	−28·5	44·9	38·4	42·5	134·29	143·08	134·29	043	+18·8
11·6	+60 7	63·0	36·8	73·5	67·87	80·67	68·84	113	− 0·1
11·26	−60·6	68·0	38·2	70·5	44·75	48·47	41·37	091	+10·0
1953· 1·25	−46 8	59·0	38·7	58·3	144·91	165·09	141·95	096	+ 1·0
3·27	−30·0	42·4	30·4	47·5	169·00	184·70	168·54	061	−15·3
3·30	+ 6·3	32·7	28·5	5·5	192·30	204·94	191·00	046	−54·9
3·31	+16·5	37·4	27·5	25·0	142·70	146·40	141·60	020	−41·9
4·27	+14·7	32·1	27·2	28·0	149·80	163·12	153·20	052	+ 6·4
5·27	−10·7	32·0	27·7	19·0	157·58	164·08	161·84	023	+36·4
6· 1	+53·8	62·5	33·4	63·0	138·42	149·49	130·75	078	+ 9·8
6·27	+ 9·7	35·0	32·0	17·0	54·50	53·88	54·42	006	−37·5
7·23	− 34·6	42·4	29·7	57 0	241 50	257·42	240·08	046	+ 3·8
7·29	+47·2	55·0	38·5	63·4	186·79	193·75	178·00	049	+13·2
7·31	+74·5	75·0	40·0	79 3	80·88	84·75	71·34	101	+ 4·8
8·29	+58·4	61·2	40·3	74·5	171·79	182·42	156·25	089	+ 8·5
8·29	+69·6	70·0	40·2	82·0	103·75	112·66	93·24	109	+ 5·4
9·18	−60·8	60·8	33·3	80·8	102·58	113 25	96·50	094	+ 3·0
9·21	−19·6	38·0	37·6	56·0	114·67	127·00	117·84	061	+22·6
9·23	+12·5	39·5	36·0	20·5	194·17	207·00	197·84	038	+55·1
9·25	+26·5	41·0	40·5	42·0	151·67	161 50	154·33	037	+42·2
9·25	+38·0	47·2	40·2	56·5	106·16	114 00	105·84	049	+27·2
9·27	+53·9	57·0	39·7	73 0	82·50	91·50	77·83	096	+10·1
10·24	+33 5	44·0	38·8	50·9	125 35	133·67	122·84	052	+13·7
10·25	+46 8	52·0	37·9	65 0	178·50	199·52	172·34	090	+ 4·7

13. Аристотель (центр)—არისტოტელი (ცენტრი)
$\varphi = +50°·0$, $\lambda = +17°·5$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1950·12·16	−84°·0	81°·2	51° 3	89°·8	56 45	47 50	50·50	0·102	—
12·17	−72·9	73·7	52·8	81·0	101·35	91·90	87·50	087	—
1951· 1·14	−92·8	82·0	54·0	92·8	33·34	33·31	27·47	125	—
12·7	−63·7	68·5	54 5	72 7	334·60	328·30	285 80	097	—
1952· 1·4	−82·6	80·0	55·6	88·5	95·46	101·78	83·44	115	+4°·6
6·1	−79·9	68·4	50 7	94 8	87·29	108·02	95·68	124	−7·9
6·9	+23·2	59·8	48·0	25·0	132·48	141·10	133 15	042	+2·0
7·3	−50·4	53·7	47·8	66·3	163·81	188·14	171·01	083	+0·1
8·6	+14·2	55·5	52·5	17·5	117·14	123·44	120·96	030	+41·4
9·4	+10·4	54·5	54·8	12·5	287·50	314·00	293·92	054	+38·3
9 7	+52·2	72·0	57·0	56·5	59·34	64·84	56·75	079	+17·2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1952· 9·8	+64·1	80·4	57·3	65·3	64·22	71·55	60·75	0·097	+ 9·4
9·28	−64·5	63·7	50·5	78·0	31·49	35·74	28·50	132	+ 7·2
9·29	−51·4	58·0	52·0	63·8	58·46	63·49	56·42	070	+12·1
9·30	−37·2	53·7	53·3	47·2	83·22	88·11	79·89	057	+10·1
10·1	−21·0	51·2	55·0	26·0	71·42	77·00	71·67	049	+20·9
10·3	+ 7·1	53·7	56·7	10·5	59·00	64·08	60·59	049	+66·1
10·4	+20·4	58·0	57·2	23·7	85·54	91·50	87·67	040	+47·3
10·27	−70·1	67·5	52·8	81·0	63·75	69·00	58·92	091	+ 7·7
10·30	+28·5	53·0	56·5	36·0	166·84	175·25	166·29	034	+17·2
11·6	+60·7	81·0	54·5	60·0	43·62	50·92	43·74	105	− 1·7
11·26	−60·6	65·0	66·0	70·5	118·90	128·29	111·84	080	+11·6
12·25	−64·8	68·0	57·3	73·7	67·78	74·26	64·28	085	+11·6
1953· 1·25	−46·8	59·0	56·0	57·0	170·80	191·14	168·87	081	+ 1·9
3·27	−30·0	49·8	49·2	40·0	203·00	218·60	205·14	047	−11·0
3·30	+ 6·3	52·7	48·0	3·0	211·60	223·90	211·46	038	−52·8
3·31	+16·5	58·0	47·8	16·5	140·80	147·12	138·90	035	−42·0
4·27	−14·7	48·5	47·0	20·8	188·48	202·06	189·34	046	+ 0·9
5·27	−10·7	49·7	47·5	13·5	182·12	189·16	185·34	023	+29·9
5·31	+40·8	71·0	51·0	41·2	127·46	132·58	123·75	040	− 1·9
6·27	+ 9·7	55·8	51·4	11·0	57·37	58·41	56·08	023	−29·2
7·1	+63·4	83·3	56·2	62·5	16·62	17·75	15·34	093	+11·1
7·20	−71·8	64·7	47·3	88·3	85·43	98·25	86·42	091	−20·5
7·23	−34·6	50·6	49·7	46·0	263·92	286·75	263·08	057	+ 5·0
7·29	+47·2	73·2	56·8	49·3	150·37	157·08	144·72	047	+16·5
7·30	+60·0	80·9	57·4	61·0	67·34	71·34	60·66	094	+10·0
8·24	+ 2·6	53·4	55·7	1·1	124·99	133·64	125·06	044	+68·2
8·29	+58·4	78·0	57·6	59·8	113·42	118·83	103·84	078	+ 7·0
8·29	+69·6	85·2	57·3	68·5	38·91	41·66	36·16	082	+10·5
8·30	+83·6	92·8	56·4	79·6	44·05	49·37	39·86	124	+ 2·9
9·18	−60·8	60·0	53·2	74·3	113·32	144·92	122·98	096	+ 2·5
9·21	−19·6	51·3	56·8	23·5	138·33	147·50	141·00	038	+23·6
9·23	+12·5	56·3	57·8	14·7	210·83	227·34	217·50	044	+58·8
9·25	+26·5	61·3	57·8	30·4	151·67	165·42	154·00	054	+39·2
9·25	+38·0	66·7	57·3	42·0	94·16	101·84	93·66	055	+26·6
9·27	+53·9	74·2	56·6	57·0	178·16	195·00	173·84	070	+14·3
10·25	+46·8	70·7	54·7	50·3	147·19	166·34	144·85	089	+ 8·1

14. Архимед (центр)—არქიმედი (ცენტრი)
$\varphi=+29°\,5,\quad \lambda=-4°\cdot0$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1950·10·28	+24·1	36·0	35·5	41·5	221·20	227·70	224·40	0·017	—
12·17	−72·9	85·0	33·1	64·7	35·74	35·27	30·30	103	—
12·18	−62·0	74·6	34·0	62·6	79·72	67·80	73·33	094	—
1951 2·17	−47·8	55·2	35·6	63·4	181·02	186·37	165·99	069	—
2·19	−23·8	37·6	33·7	40·5	161·79	150·16	161·66	048	—
2·19	−23·8	37·6	33·7	40·5	144·72	137·49	141·76	030	—
2·19	−23·8	37·6	33·7	40·5	145·92	153·72	154·03	035	—
2·20	−11·1	31·5	32·5	21·0	200·32	187·30	197·71	040	—
2·27	+64·7	67·5	23·8	77·0	87·82	71·82	79·64	116	—
3·19	−42·6	49·0	33·0	64·5	110·54	96·75	106·33	078	—
7·13	−69·0	69·5	23·7	83·8	17·50	14·35	16·72	092	—
7·24	+80·1	71·5	35·4	99·5	42·83	43·00	52·39	144	—
7·25	+91·9	82·2	36·2	104·5	14·84	15·57	18·93	153	—
8·21	+50·2	47·6	34·8	78·3	177·86	168·42	196·66	092	—
8·22	+73·3	67·0	36·6	92·8	88·38	84·03	105·03	138	—
10·20	+68·8	67·7	35·7	82·7	135·65	118·17	149·68	136	—
11·9	−45·2	60·4	33·3	52·0	184·15	180·80	212·38	104	—
11·16	+37·5	44·0	36·0	61·5	168·00	144·22	157·28	088	—
12·7	−63·7	77·0	34·8	61·5	159·80	154·04	132·00	114	—
12·10	−29·7	48·0	36·0	41·2	118·04	125·94	112·60	065	—

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1952· 1·10	−16·6	37·1	35·6	28·0	138·84	147·50	138·26	0·043	−15·7
1·18	+64·1	70·2	26·2	71·8	70·96	87·40	84·46	125	+ 3·4
2·8	−24·5	40·3	33·8	39·5	229·08	251·73	239·60	054	− 0·4
2·9	−11·3	32·5	32·0	21·5	119·48	126·38	126·36	037	+ 7·8
2·14	+44·0	52·7	25·3	59·5	154·00	167·34	175·13	075	+17·0
2·16	+56·5	63·3	24·1	67·2	90·40	99·40	108·20	104	+22·9
2·17	+68·7	73·8	23·3	74·0	48·30	60·00	53·80	125	− 4·7
7·3	−50·4	53·4	22·7	73·4	61·18	69·90	60·85	092	− 9·2
8·6	+14·2	30·2	30·8	27·5	126·76	134·84	128·06	035	+28·7
9·4	+10·4	30·3	33·7	19·0	247·21	271·08	250·99	058	+35·8
9·6	+37·7	40·0	36·5	63·0	57·72	62·51	55·71	069	+22·6
9·7	+50·7	48·5	37·6	76·7	63·85	70·84	59·25	104	+15·3
9·8	+64·1	58·8	37·8	88·0	67·99	75·24	60·04	129	+ 5·7
9·9	+76·3	69·2	37·5	94·6	68·72	77·60	61·24	136	+ 2·0
9·10	+88·6	80·0	37·0	101·5	32·54	38·71	29·54	161	− 0·5
10·3	+ 7·1	30·6	35·7	9·5	44·08	48·70	45·84	058	+68·3
10·4	+20·4	32·3	36·7	36·0	72·50	77·25	73·46	038	+42·5
10·10	+92·0	85·4	33·6	100·8	55·34	69·50	55·34	157	− 5·5
10·27	−69·0	74·8	30·1	74·8	33·25	35·42	30·22	091	+ 4·5
10·30	−28·5	45·4	35·0	42·5	125·62	134·75	126·25	046	+20·6
11·6	+60·7	59·0	33·7	83·0	74·05	88·96	74·97	122	− 0·5
1953· 3·27	−28·9	41·9	26·5	44·8	107·10	115·16	107·66	048	−13·1
3·30	+ 6·3	28·0	24·2	7·0	201·02	212·12	199·44	038	−55·8
3·31	+16·5	31·9	23·0	31·0	120·34	125·76	119·70	032	−38·4
4·27	−14·7	31·4	23·2	29·0	157·00	169·20	157·94	048	+ 1·3
5·27	−10·7	29·0	23·4	18·0	152·71	159·00	155·08	023	+27·3
7·30	+61·0	59·0	36·4	82·0	131·38	139·42	119·25	090	+10·7
8·29	+69·6	65·0	37·0	88·7	103·66	113·00	92·83	113	+ 5·6
9·26	+40·5	43·0	37·0	65·0	103·16	110·50	100·67	056	+19·9

15. Гассенди (центр)—გასენდი (ცენტრი)
$\varphi=-170°\cdot0,\ \lambda=-39°\cdot5.$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1952·10·10	+ 92·0	49·8	45·0	155·7	40·79	50·00	42·29	0·129	− 1·1
10·30	− 28·5	70·7	42·5	6·7	88·67	94·37	88·25	043	+17·0
10·31	− 15·5	59·0	43·3	1·0	92·12	95·37	90·21	034	− 3·5
11·6	+ 60·7	22·8	45·0	127·0	123·84	139·87	121·67	089	− 5·3
12·12	+118·2	87·0	40·5	148·0	28·94	36·62	31·48	140	− 7·6
1953· 3·27	− 30·0	71·0	44·0	15·7	141·94	155·35	144·02	056	−10·6
3·30	+ 5·2	37·5	42·1	3·0	203·25	208·25	191·66	049	−68·0
3·31	+ 16·5	26·2	41·7	11·7	162·70	169·60	161·90	030	−38·3
5·27	− 11·2	47·8	40·8	12·9	128·84	136·50	133·25	034	+32·2
5·28	+ 4·4	36·7	40·3	3·5	111·69	117·21	112·94	030	−37·8
5·31	+ 40·8	19·5	39·7	80·0	224·84	229·21	215·84	035	−10·1
6·27	+ 9·7	30·5	39·4	8·0	51·42	52·37	52·09	013	+35·0
7·1	+ 63·4	29·7	40·4	131·2	112·58	115·41	100·71	082	+ 2·3
7·29	+ 47·2	18·3	41·6	98·8	253·83	266·67	229·67	086	+10·1
7·30	+ 61·0	25·0	42·3	129·0	188·75	200·91	176·34	075	+13·9
7·31	+ 74·5	34·6	43·7	146·5	290·58	284·50	240·34	117	+ 9·1
8·1	+ 87·8	46·0	44·3	155·5	176·34	198·92	161·92	120	+11·3
8·3	+113·5	69·0	45·9	165·0	104·25	117·58	96·50	116	+ 1·2
8·24	+ 2·6	39·6	39·0	4·0	118·30	127·82	119·57	049	+71·0
8·26	+16·4	27·7	40·3	20·8	108·16	119·34	109·25	063	+41·1
8·28	+57·2	20·7	44·4	119·5	76·34	80·75	69·42	087	+ 8·3
8·29	+69·6	30·5	45·0	137·6	191·74	209·75	172·16	113	+ 6·1
8·30	+83·6	40·0	46·7	151·3	155·42	175·66	140·62	129	+ 3·5
8·31	+96·8	52·0	47·4	158·0	191·42	227·08	176·17	152	+ 0·6
9·20	−33·7	68·8	37·1	14·0	112·00	118·50	108·00	054	+ 8·0
9·21	−20·8	58·0	37·5	7·0	142·50	151·34	144·50	037	+22·0
9·23	+11·8	33·4	41·3	15·0	219·83	236·50	225·66	043	+52·4
9·24	+25·6	23·5	48·2	31·5	171·00	178·00	169·50	030	+30·7

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1953· 9·25	+39·3°	16·5°	45·0°	62·3°	140·34	151·66	135·03	0·069	+18·5°
9·29	+90·8	46·0	48·6	152·9	116·82	141·83	115·50	137	−30·3
10·1	+103·0	58·0	48·3	156·0	117·00	141·17	116·00	132	−6·9
10·2	+114·8	69·9	48·3	158·0	97·34	121·34	102·16	137	−4·8
10·24	+20·9	27·4	44·5	22·7	171·65	185·00	176·33	030	+25·8
10·24	+32·5	20·3	45·8	40·0	149·78	159·76	145·50	055	+12·6
10·25	+46·0	15·3	47·1	77·2	120·50	132·34	114·67	085	+2·0

16. Геродот (центр)—ჰეროდოტი (ცენტრი)
$\varphi=+22°\cdot5, \quad \lambda=49°\cdot5$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1952·10·30	−28·5°	82·0°	58·0°	17·0°	29·62	32·75	30·12	0·063	+23·1°
10·31	−15·5	70·5	59·3	12·0	84·67	90·04	87·09	035	+20·7
1953· 3·27	−30·0	80·0	52·0	11·7	138·02	151·29	139·39	059	−11·9
4·27	−15·8	63·3	47·1	3·0	156·64	169·30	151·94	065	−9·3
7·29	+47·2	23·0	57·2	58·2	231·16	250·42	221·50	073	+20·5
7·30	+61·0	24·0	59·0	87·0	225·08	237·58	206·66	081	+10·9
8·1	+87·8	40·0	61·0	127·1	257·50	282·59	232·50	112	+8·0
8·3	+113·5	60·7	61·4	145·7	124·84	145·58	117·21	131	+4·7
8·24	+3·2	50·0	53·2	1 7	85·37	93·92	87·22	058	+80·0
8·26	+16·4	39 8	55·5	8·4	112·34	120·58	112·92	046	+40·3
8·28	+57·2	23·5	61·0	73·0	117·92	124·75	109·67	075	+10·3
8·30	+71·7	27·5	62·0	104·0	218·33	241·33	190·34	136	+4·8
8·30	+83·6	35·0	62·2	121·8	188·25	215·09	172·37	130	+5 1
8·31	+96·8	45·2	62·3	135·4	179·14	220·33	171·34	160	+4·9
9·20	−33·7	80·0	50·3	18·0	31·50	85·84	78·83	049	+8·0
9·21	−20·8	69·6	52 4	17·7	135·83	144 67	130·50	060	+4·9
9·23	+11·8	45·7	57·7	1·8	256·25	273·67	262·16	038	+52·1
9·24	+23·9	37·0	59·4	13·3	217·67	233·50	224·32	038	+51·5
9·25	+39·3	38·3	61·0	33·3	180·34	190·00	177·16	043	+20·7
9·27	+53·9	23·8	62·0	64·0	143·83	160·67	137·67	093	+12·4
9·30	+91·5	41·0	61·8	131·8	149·50	184·17	149·34	144	−0·7
10·1	+103·0	51·2	60·0	143·1	159·84	192·34	159·50	128	−6·1
10·2	+114·8	62·2	58·5	151·5	138·00	161·00	141·67	126	−7 0
10 24	+33·5	32·2	61 0	25·0	166·03	178·03	162·33	056	+13·6
10·25	+46·0	25 9	61·3	46·5	123·85	135 84	120·50	074	+5·4

17. Гиппарх (центр)—ჰიპარქი (ცენტრი)
$\varphi=-5°\ 5, \quad \lambda=+5°\cdot5$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1950·12·16	−84·0°	85·3°	5·0°	76·4°	21 06	21·00	23 46	0·074	—
1951 2·13	−90·2	87·6	3 0	168·0	13·73	13·28	10·94	137	—
2·14	−78·9	75 0	4·2	166·7	84·00	85·11	70·51	118	—
2·27	+64·7	72·0	13·8	53 0	92·34	79·42	87·77	087	—
3·16	−78·0	70·5	8 0	172·7	52·77	43 33	47·90	113	—
7·24	+80·1	79·0	1·8	137·4	45 42	46·00	63·32	106	—
1952· 1·18	+64·1	76·3	15·0	36·0	75·36	89·38	86·43	102	+2 4°
2·17	+68·7	80·5	17·0	45·0	45·30	55·00	50 17	113	−3 7
6·1	−79·9	69·6	13·5	138·0	93·28	118 10	112·78	140	+4·4
6·3	−56·8	45·5	16·2	130·5	154·12	172·94	157·00	073	−12·7
6·3	−56·8	45·5	16·2	130·5	105·25	120·38	106·61	088	−14 4
7·1	−75·5	63·2	17·0	133 0	74·84	84·48	74 60	084	−18 2
8·10	+70·0	68·7	2·0	160·5	75·02	81·29	69·99	086	+12·8
9·5	+23·7	24·4	1·0	92·0	110·12	124·81	117·19	046	+38·3
9·6	+39·0	39 0	0·8	144 3	85·57	91·77	84·17	054	+25·7
9·7	+50·7	49·6	1·7	136·0	83·29	92·34	83·72	068	+28·1
9·8	+64·1	62·6	2·4	148·0	84·44	91·69	77·40	094	+6 7
9·9	+76·3	74·8	2·1	150·0	60·32	68·68	57·65	107	+8 9

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1952· 9·10	+88·6°	87·2°	1·4°	154·6°	12·44	14·59	11·12	0·159	−2·1°
9·27	−78·5	69·0	13·5	136·0	36·10	41·31	36·72	086	+11·4
9·30	−36·0	30·3	7·0	136·5	94·77	99·46	91·92	046	+13·5
10·3	+7·1	8·0	1·0	28·0	62·36	67·37	65·37	042	+75·5
10·4	+18·2	18·1	0·7	93·0	103·45	110·39	106·02	038	+51·6
10·27	−70·1	63·2	7·8	141·8	84·50	88·25	78·62	067	+6·8
10·27	−69·0	62·5	8·0	143·5	62·54	67·69	61·20	062	+16·6
11·6	+59·7	60·5	2·8	68·6	90·79	103·37	90·42	090	−2·4
11 26	−60·6	58·2	2·4	164·9	127·42	137·00	121·46	070	+13·0
12·25	−64·8	64·5	1·2	101·5	66·69	74·27	64·02	090	+14·5
1953· 3·27	−30·0	26·0	9·7	103·0	244·24	266·40	246·10	056	−12 4
3 30	+6·3	14·0	13 7	24·0	180·60	191·60	181·00	038	−51·6
3·31	+16·5	26·3	15·2	37·0	173·90	179·80	172·40	025	−41·1
5·4	+70·4	80·5	12·3	30·5	104·04	116·13	100·75	087	+7·1
5·31	+40·8	50·2	11·9	33·5	199·59	209·75	198·12	087	+7·1
6·1	+53 8	62·4	10·0	50·3	163·08	176·46	157·92	067	+9·0
6·27	+9·7	20·0	11·8	20·0	76·50	77·67	71·00	055	−33·4
7·19	−83·2	73·2	16·0	126·8	44·66	50·88	43·61	0·8	−20 5
7·30	+61·0	63·3	2·2	17·5	141·91	150·91	131·08	082	+12·5
7·31	+74·5	75·5	1·5	51·0	120·25	128·75	111·42	083	+11·3
8·1	+87·8	87·7	1·0	82 0	21·25	23·71	20·25	094	+14 5
8·29	+58·4	58·0	0 8	88·0	204·75	217·50	195·50	062	+14·2
8·30	+71·7	70·7	1·4	129·0	115·16	125·42	106·91	092	+8·2
8·30	+83·6	82·0	1·5	170·0	38·14	41·71	35·71	090	+4·0
9·18	−60·8	49·0	13·7	148·7	153·00	165·50	145·64	075	+2·7
9·24	+25·6	27·0	1·8	24·0	213·84	232·66	218·83	051	+42·9
9·26	+40·5	41·0	1·2	94·5	147·67	161·00	147·67	058	+26·9
9·26	+52·8	52·0	1·2	157·0	105·34	118·67	105·00	082	+19·8
9·29	+90·8	88·5	3·7	129·5	42·00	48·50	40·34	114	−34·6

18. Грималди (северная часть)—გრიმალდი (ჩრდილოეთი ნაწილი)
$\varphi=-3°\cdot0, \quad \lambda=-67°\cdot0$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1951· 1·31	+95·7°	28·5°	63·3°	168·3°	102·50	126·99	118·74	0·124	—
7·25	+91·9	20·0	72·0	173·0	127·79	126·67	153·50	129	—
7·26	+103·3	32·0	72·0	179·0	105·84	101·07	125·00	132	—
8·25	+107·0	38·0	68·8	178·6	159·30	142·65	181·25	139	—
11·23	+103·5	34·0	59·7	175·1	175·70	138·80	166·56	138	—
1952· 2·16	+56·5	4·6	60·5	30·0	228·20	257·80	268·80	096	+15·7°
2·17	+68·7	10·0	59·6	153·0	168·20	204·10	190·40	111	+0·2
5·11	+28·3	36·3	63·8	1·4	83·03	92·48	82·68	075	−11·6
5·12	+41·7	22·8	66·8	4·0	91·46	101·98	92·84	069	+3·6
5·13	+55·1	12·3	67·0	16·5	116·82	137·68	123·64	098	+18·1
9·5	+25·0	46·4	71·8	6·5	106 64	113·54	105·76	046	+31·5
9·10	+88·6	15·5	73·8	176·8	130·75	160·25	123·17	164	+3·3
10·3	+7·1	64·1	69·8	5·0	57·50	62 30	58·62	048	+63·6
10·4	+18·2	53·5	71·8	6 5	90·34	95·34	90·82	035	+44·7
10·10	+92·0	21·0	71·2	177·5	60·67	75·62	62·25	143	−2·7
1953· 3·30	+6·3	59·0	63·0	4·0	145·40	153·20	146·80	032	−47·7
3·31	+16·5	46·4	63·0	4·0	184·90	190·30	180·00	032	−49·8
5·27	−11·2	72·5	62·5	6·0	119·34	124·75	123·50	028	+38·3
8·3	+113·5	40·2	72·1	177·8	241·66	276·50	230·42	111	+5·0
8·30	+71·7	2·5	73·2	55·0	281·42	288·50	247·66	092	−4·0
9·23	+11·8	56·5	67·3	6·0	222·50	240·16	230·66	044	+56·1
9·25	+26·5	44·3	70·3	7·3	181·84	192·42	184·34	034	+41·2
9·25	+39·3	32·0	71·0	8·2	155·16	162·67	151·67	042	+18·5
10·1	+103·0	29·7	73·3	178·0	210·34	249·17	207·00	122	−7·9

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

19. Гримальди (южная часть)
გრიმალდი (სამხრეთი ნაწილი)
$\varphi=-7°·0,\ \lambda=-66°·0$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1951· 1·31	+ 95°·7	30°·0	63°·0	159°·5	122·39	146·22	153·99	0·135	—
7·25	+ 91·0	21·0	71·8	160·7	144·72	142·50	172·83	127	—
7·26	+103·3	33·0	71·0	170·7	110·34	107·33	129·73	121	—
8·25	+107·0	39·6	68·0	174·8	178·21	189·42	198·60	126	—
11·22	+ 92·3	31·8	60·5	167·3	214·10	176·50	205·40	114	—
11·23	+103·5	34·3	59·7	166·6	189·58	154 60	181·60	121	—
1952· 1·20	+ 87·7	30·0	59·1	157·9	67·62	83·42	76·96	121	— 0°·6
1·21	+100·2	42·4	59·5	161·5	190·98	245·98	238·48	153	+11·5
2·16	+ 56·8	7·3	60·0	59·8	250·75	267·67	291·00	036	+25·7
2·17	+ 68·7	11·5	60·3	131·7	190·40	230·60	226·40	118	+ 8·6
5·11	+ 28·3	35·8	63·2	2·4	93·34	103·96	95·92	065	— 3·8
5·12	+ 41·7	24·2	65·3	11·0	111·18	124·29	113·39	070	+ 4·8
5·13	+ 55·1	13·5	66·4	32·5	125 91	146·94	134·42	090	+20·5
9·5	+ 25·0	46 0	70·5	9·0	101·72	109·49	102·89	046	+38·4
9·10	+ 88·6	16·6	72·3	162·1	153·79	186·04	144 42	156	+13·5
9·12	+ 99·8	28·2	71·7	170·5	133·82	166·59	127·22	171	— 2·0
10·3	+ 7·1	64·8	69·7	5·4	58·00	62·45	58·62	047	+60·9
10·4	+ 18·2	53·5	70·6	8·2	85·71	90·34	86·97	032	+47·9
10·10	+ 92·0	22·2	70·1	166·3	69·87	84·71	70·92	127	— 3·4
1953· 3·30	+ 6·3	69·3	63 5	3 8	166 60	178·88	169·90	043	—44·9
3·31	+ 16·5	40·0	62·8	2·1	137·80	140·64	133·20	032	—54·5
5·27	— 11·2	71·7	62·1	7 0	131·67	136·25	136·12	023	+44·0
8·3	+113·5	41·8	71·9	176·2	218·17	258·42	208·46	134	— 6·5
9·23	+ 11·8	57·0	67·0	7 0	252·16	273·34	264·50	047	+60·0
9·25	+ 26·5	43·5	69·0	13·0	204·34	218·16	207·83	040	+41·6
9·25	+ 39·3	32·5	70·7	13·3	172·84	184·50	170·84	048	+23·6
10·1	+103 0	30·0	73·2	169 5	228·17	267·50	222·92	118	— 9·0

20 Евдокс (центр)—ევდოქსი (ცენტრი)
$\varphi=+44°·0,\ \lambda=+16°·0$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1950·12 16	— 84·0	80·7	45·2	91·3	57·75	48 57	50·80	106	—
1951· 2 13	— 90·2	81·5	51·3	97·3	43·33	42·58	34 34	144	—
12·7	— 63·7	66·4	48·5	76 0	358·00	348·20	299·76	108	—
1952· 6·1	— 79·9	67 0	45 0	26·4	94·01	113·72	100·38	113	—10°·5
6·9	+ 23·2	55·3	41·5	28·8	143·52	155·54	146·07	049	+ 5·8
6·29	— 98·3	79·7	44·4	113 8	19·79	23·18	19·52	113	—18 3
7·3	— 50·4	49·2	42·0	72 5	178·53	204·15	183·70	083	— 2·8
8 6	+ 14·2	50·2	46·5	13 5	133·12	141·87	135 87	037	+32·9
8·10	+ 70·0	81·8	50 5	71 0	33 98	37·50	31·00	110	+12·4
9·4	+ 10·4	48·6	48·7	13·4	328·40	352 75	328·12	048	+31·3
9·7	+ 52·2	70·0	50 9	37 0	68 71	76·21	66·17	086	+19·4
9·8	+ 64·1	78·0	51·2	66 3	39·00	42·24	35·12	111	+ 5·0
9 28	— 64·5	60·8	45·0	82·6	70·45	77·82	67·09	088	+ 7·5
9 29	— 51·4	54 3	46·3	16 8	65·26	69 92	62 36	067	+ 9·1
9·30	— 37·2	49 0	47 4	5 ·0	87·34	93·97	85 75	056	+17·0
10·1	— 21·0	45 5	48 9	28 5	77·89	82·97	77·40	044	+17·4
10·3	+ 7·1	47 6	50 5	8 7	60 71	66·50	63·25	053	+70·2
10·4	+ 20·4	51·4	51·0	26 3	95 71	102·25	97·96	038	+46·9
10·27	— 70·1	65·4	47·0	84·9	66·84	72·08	62·17	085	+ 8·0
10·30	+ 28·5	50 5	50 5	51·5	172·75	181·92	173·92	034	+22·2
11·6	+ 60·7	78·4	48 5	60·7	53·67	63·08	52·19	121	— 5·7
11·26	— 60·6	62·4	50·2	73·7	130·01	139·44	121 89	103	+10·4
12·25	— 64·8	65·7	51 4	76 8	74 31	21·37	70 10	086	+10 8

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1953· 1·25	—46°·8	55°·0	50°·0	60°·5	201·77	288·24	203·15	0·082	+ 5°·4
3·27	—30·0	44·4	43·0	43·7	225·60	237·80	220·90	044	—17·4
3·30	+ 6·3	47·0	42·1	2·7	236·80	252·60	233·94	048	—56·5
3·31	+16·5	53·0	41·5	16·0	152·82	160·40	153·94	030	—31·6
4·27	—14·7	42·5	41·2	22·8	196·96	211·36	197·96	046	+ 1·1
5·27	—10·7	43·6	41·7	15·5	190·29	198·75	194·67	025	+31·9
5·31	+40·8	68·3	45·3	41·5	139·92	145·46	136·09	038	— 1·5
6·1	+53·8	76·6	47·0	52·2	107·33	111·42	102·00	051	— 5·4
6·27	+ 9·7	50·3	45·5	11·2	66·25	67·75	65·96	017	+22·0
7·1	+63·4	81·7	50·3	61·5	25·08	27·33	24·08	075	+18·3
7·20	—71·8	62·4	41·8	93·3	89·16	103·09	89·78	096	—21·3
7·23	—34·6	45·0	44·0	50·1	268·25	286·75	264·34	051	+ 1·2
7·29	+47·2	70·0	50·9	50·3	165·25	177·25	161·25	057	+23·2
8·24	+ 2·6	47·4	50·0	1·0	136·65	147·15	137·64	048	+70·4
8·29	+58·4	74·4	51·5	51·3	130·75	137·92	120·65	077	+ 8·8
8·29	+69·6	83·3	51·2	68·7	52·75	57·33	49·84	082	+10·5
9·18	—60·8	56·5	47·8	73·7	142·00	156·73	134·83	089	+ 4·1
9·21	—19·6	45·0	50·7	25·2	136·83	146·84	139·66	043	+23·4
9·23	+12·5	50·5	51·8	15·8	218·66	234·84	223·16	043	+54·8
9·25	+26·6	56·5	51·6	32·6	163·00	172·17	163·67	035	+25·9
9·25	+38·0	62·6	51·2	44·0	106·66	113·50	106·00	044	+36·3
9·27	+53·6	71·8	50·5	57·5	137·67	148·67	133·16	066	+11·7
10·24	+33·8	59·2	50·0	39·5	130·69	137·83	123·00	065	+ 4·8
10·25	+46·8	67·0	48·7	52·0	163·35	178·17	157·19	075	+ 2·6

21 Катарина (центр)—კატარინა (ცენტრი)
$\varphi=-17°·5,\ \lambda=+23°·0$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1950·12·16	—84°·0	69°·4	22°·5	128°·3	120·25	103·50	107·83	0·096	—
1951· 1·14	—92·8	71·0	21·9	136·7	97·31	94·18	83·23	093	—
2·14	—78·9	59·0	23·9	144·8	169·96	169·90	141·50	118	—
4·13	—97·6	73·0	28·5	150 8	34·18	28 76	33·43	106	—
4·14	—87·2	62·0	29·6	147·0	71·58	57·65	67·73	126	—
5·16	—58·5	33·6	35·0	119·0	181·75	197·61	203·96	068	—
1952· 1·4	—82·6	63·2	19·5	137·0	191·46	204·86	170·40	106	+ 6°·1
2·14	+44·0	73·7	36·0	29·4	132·58	143·62	143·86	053	+ 6·8
5·11	+28·3	56·0	34·3	26·8	64·06	70·91	65·62	062	— 1·3
9·5	+23·7	44·2	21 7	16·0	116·07	125·55	116·91	051	+37·4
9·6	+39·0	57·0	19·7	23·3	74·49	79·72	72 64	056	+23·4
9·8	+64·1	79·8	18·2	31·8	38·27	43·21	36·54	102	+14·3
9·29	—50·0	30·0	30·0	115·5	83·75	90·27	81·09	064	+12·4
9·30	—36·0	20·7	28·0	95·0	101·07	101·82	108·42	046	+79·8
10·3	+ 6·3	28·0	21·8	2 5	75·25	81·59	77·29	048	+59·4
10·4	+20·4	40·0	20·3	12 0	99·92	108 00	102·92	046	+47·8
10·27	—69·0	47·0	29·2	131·7	88·20	92·12	81·52	071	+ 3·0
11·6	+60·7	79·0	22·8	34·0	48·87	56·28	51·00	084	+ 6·0
1953· 3·27	—28·9	20·0	30·1	66·0	181·00	194·42	181·09	048	—14·5
3·30	+ 7·2	35·5	35·0	11·0	189·20	199·20	185·50	043	—64·7
3·31	+15·5	45·4	35·6	19 0	201·00	206·80	198·96	023	—45·1
5·31	+40·3	69·0	32·4	25·7	154·83	160·29	154·96	023	+11·1
6·21	—64·4	41·5	35·5	115 0	87·62	100·09	92·75	078	— 4·1
7·29	+47·2	69·0	24·0	21·5	153·00	162·66	149·66	051	+22·9
7·30	+61·0	80·8	22·3	25·3	69·25	73·41	67·00	054	+19·0
8·29	+58·4	76·0	20·0	26·7	52 17	54·58	48·84	064	+ 9·0
9·18	—59·9	33·7	34·3	125·0	195·75	213·33	186·16	080	+ 3·6
9 21	—17·6	18 0	28·2	39 0	154·66	163·33	155·50	035	+17·3
9·25	+26·5	47·0	21·4	13·6	195·67	206·58	198·50	034	+41·8
9·26	+40·5	58·5	20·5	22·5	118·34	126·67	118·34	046	+26·9
9 26	+52·8	69·0	19·3	29·0	241 67	263·17	241·16	058	+19·8

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

22. Кеплер (центр)—კეპლერი (ცენტრი)
$\varphi=+8^{\circ}\cdot 0,\ \lambda=-38^{\circ}\cdot 0$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1950·11·21	− 30·2	72·2	43·2	9·6	74·36	77·05	77·68	0·028	—
11·23	− 8·9	47·6	41·2	8·6	80·04	82·58	80·43	020	—
1951·11·23	+ 92·3	60·0	33·4	160·6	118·52	99·80	120·64	117	—
11·23	+103·5	62·4	32·0	163·3	138·64	113·84	137·88	125	—
1952· 1·10	− 15·5	55·4	42·0	10·8	161·30	173·54	164·96	044	− 6·7
1·20	+ 87·7	58·0	29·7	171·7	39·10	49·98	50·06	107	+11·6
1·21	+100·2	70·2	30·0	174·7	100·40	128·84	118·60	143	+ 4·7
2·14	+ 33·4	8·0	32·2	88·4	126·20	132·80	137·80	051	+18·7
2·16	+ 56·5	26·4	30·7	160·8	183·60	202·80	216·40	094	+20·4
2·17	+ 68·7	38·3	30·5	168·8	145·20	175·30	157·40	106	− 6·8
4·9	− 6·5	38·5	32·1	4·0	157·00	165·62	156·87	037	+16·0
7·14	+100·0	55·2	47·1	105·6	44·16	51·72	41·02	139	+19·4
9· 4	+ 10·4	31·9	42·5	0·2	349·34	378·84	357·34	052	+34·2
9· 5	+ 25·0	19·3	44·8	9·5	109·96	116·37	107·34	048	+26·2
9· 7	+ 50·7	10·0	47·1	105·2	92·24	101·60	187·24	090	+16·9
9· 8	+ 64·1	20·4	47·5	139·7	114·87	124·32	103·99	102	+ 5·3
9· 9	+ 76·3	32·0	47·5	149·5	149·19	160·02	132·40	109	− 3·0
9·10	+ 88·6	44·4	47·0	154·8	113·0	137·67	106·29	110	+ 3·0
9·12	+ 99·8	56·2	45·7	160·0	92·11	116·10	88·62	176	− 0·9
10· 3	+ 7·1	37·2	44·0	4·4	61·66	67·46	63·42	053	+65·8
10· 4	+ 20·4	24·8	45·5	4·0	95·79	102·71	97·25	043	+42·8
10·10	+ 92·0	50·5	43·7	158·6	46·75	56·84	47·00	132	− 4·9
10·30	− 28·5	69·3	42·3	12·2	83·50	89·54	83·42	047	+18·5
11·6	+ 60·7	20·4	43·7	140·7	145·50	171·92	144·75	109	+ 0·1
1953· 3·27	− 30·0	68·3	38·3	3·9	177·32	195·44	179·52	062	−11·4
3·30	+ 5·2	32·2	34·2	8 5	244·67	260·00	242·62	044	−49·7
3·31	+ 16·5	18·4	33·1	19 5	171·34	178·20	169·96	030	−40·1
4·27	+ 15·8	50·1	34·0	4·3	216·98	234·40	218·88	049	+ 1·2
5·27	− 11·2	43 6	32·8	5·2	149·00	158·84	165·25	037	+34·1
7·30	+ 61·0	21·4	43·2	141·0	231·16	247·96	208·92	099	+11·8
8·1	+ 87·8	45·2	45·4	154·0	244 16	266·50	219·29	112	+ 6·8
8·3	+113·5	70·0	45·2	160 5	109·09	125·39	103·72	115	+ 5·0
8·24	+ 3·2	34·9	38·0	3 5	89·76	96·98	91·46	047	+81·3
8·26	+ 16·4	22·9	40·0	4·0	123·34	132·92	124·25	048	+40·9
8·28	+ 57·2	16·3	45·5	130·3	120·83	127·67	112·25	074	+10 1
8·31	+ 96·8	52·0	47·0	158·4	237 34	278 58	224·50	132	+ 2 5
9·21	− 19·6	55·0	37·0	10·5	111·67	120·50	113·00	048	+19 4
9·23	+ 11·8	30·0	41·8	2·5	248·50	268·16	256·69	044	+62·3
9·24	+ 25·6	18·7	44·0	11·0	198 92	211·08	200·34	037	+38·6
9·25	+ 39·3	10·2	45 5	51·0	159·16	169·34	156·00	049	+20·9
9·30	+ 91·5	46·6	47·0	159·7	134·33	166·00	136·17	141	+ 0·8
10·1	+103·0	58·5	46·0	164·0	139 75	166·92	139·50	123	− 6·1
10·2	+114·8	71·0	44 9	168·4	99·00	121·00	101·92	128	− 6·5
10·24	+ 33·5	14·2	45 2	24 7	174 67	185·85	169 85	054	+11·9

23 Кирилл (центр)— კირილე(ცენტრი)
$\varphi=-13^{\circ}\ 5,\ \lambda=+24^{\circ}\ 0$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1950 12·16	−84·0	67·7	20·5	140 5	140 98	122·83	124·50	0·089	—
1951· 1·14	−92 8	70 0	20·3	148 7	97 69	94·85	33 13	097	—
2·13	−91·5	71·3	22·0	158·3	119 64	112·50	100·70	099	—
2·14	−78·9	57·5	23 3	157·0	129 28	131·23	104·17	143	—
4·13	−97·6	71·7	28 0	159 8	39 51	39·34	39·93	113	—
4·14	−86 6	60·0	28·8	155·5	82·65	67·96	67·80	118	—
5·16	−59 7	32 2	34 0	130·3	195·32	195·71	212·50	056	—
1952 2·14	+44 0	63 2	34·5	21·3	107 70	114·38	120·36	064	+20 4
9 5	+23·7	43·9	20·4	10 2	105·72	114·82	106·69	053	+37·9
9·6	+39·0	57·2	18 4	14·1	72·85	79·15	72·56	057	+29 6

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1952· 9·8	+64·1	80·2	17·3	19·8	27·50	29·55	24·39	0·110	+ 3·1
9·29	−50·0	26·5	28·7	129·0	98·62	105·87	96·32	057	+14·0
9·30	−36·0	17·3	26·4	110·0	126·92	134·94	125·62	046	+18·7
10·3	+ 6·5	26·7	21·0	4·7	75·66	81·34	77·37	043	+58·8
10·4	+20·4	39·4	19·2	5·4	110·42	118·42	112·50	042	+48·2
10·27	−69·0	45·2	27·8	143·0	111·93	119·90	107·40	064	+11·8
11·6	+60·7	79·8	21·3	24·5	41·81	45·32	40·84	062	− 8 2
1953· 3·27	−28·9	16·3	28·3	75·0	291·80	322·00	302·60	058	− 4·2
3·30	+ 7·2	34·6	33·2	11·1	191·24	206·70	206·64	052	−29·5
3·31	+15·5	45·0	34·2	20 5	184·00	204·20	189·80	062	−29·8
5·31	+40·8	69·2	31·3	21·0	141·92	149·09	136·92	049	− 1·5
6·21	−64·4	38·5	34·0	126·0	110·21	121·25	111·12	062	−14·1
7·29	+47·2	69·7	23·4	13·3	173·71	184·23	170·17	048	+23·2
7·30	+61·0	81·4	21·9	15·8	52·58	55·50	48·71	075	+11·8
8·29	+58·4	76·2	19·1	16·3	51·75	55·42	46·67	099	+ 9·0
9·18	−59·9	31·5	33·4	136·5	238·33	269·42	238·33	084	+13·8
9·21	−17·6	15·0	27·5	37·5	170·66	184·00	173·77	047	+19 8
9·25	+26·5	46·8	20·5	6·3	198·50	215·34	203·00	049	+42·0
9·26	+40·5	58·8	19·3	15·7	116·67	125·60	114·00	058	+25·5
9·26	+52·8	69·5	18·2	19·7	204·68	218·84	204·50	046	+20·1

24. Коперник (центр)—კოპერნიკი (ცენტრი)
$\varphi=+9^{\circ}\cdot 5,\ \lambda=-20^{\circ}\cdot 0$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1950·10·28	+ 24·1	11·0	24·8	73·5	271·86	283·37	271·50	0·028	—
11·21	− 30·2	54·7	26·7	19·0	108·25	116·45	110·82	043	—
11·23	− 8·9	30·6	25·8	15·5	108·28	108·83	107·17	006	—
1951· 1·31	+ 95·7	76·4	16·0	164·2	29·59	31·06	26·22	039	—
2·17	− 47·0	64·7	23·5	36·1	131·65	154 20	146·46	092	—
2·19	− 23·8	41·0	21·3	28·0	252·05	234·06	246·43	043	—
2·27	+ 64·7	48·5	17·0	158·7	191·50	162·99	175·37	094	—
3·19	− 42·6	57·5	19·4	36·0	107·90	93·12	102·86	086	—
7·24	+ 80·1	53·6	30·1	148·0	80·23	77 67	97·50	146	—
7·25	+ 91·9	66·0	30·1	148·7	62·42	62·50	76 33	138	—
7·26	+103·3	78·0	29·7	148·3	44·34	43 17	52·33	124	—
8·21	+ 0·2	25·5	29·7	135·0	288·70	271·83	310·83	078	—
8·22	+ 73·3	48·2	30·0	141·8	204·48	190·73	228·33	105	—
8·25	+107·0	84·8	28·0	144·5	20 82	16·54	21·92	166	—
10·20	+ 68·8	48·4	25·5	133·8	138·48	120·44	140·78	097	—
11·9	− 45·2	70·8	27·8	19·7	180·84	176 90	199·75	076	—
11·21	+ 91·7	77·8	17·4	141·8	60·20	52·16	61·90	104	—
1952· 1·10	− 16·6	39·2	26·8	20·3	198·84	208·78	197 90	034	−16·2
1·18	+ 64·1	52·1	14·0	146·5	151·46	178·58	172·40	098	+ 1·9
1·20	+ 87·7	76·2	12·4	159·7	103·24	127·66	120·74	124	+ 3·4
2·14	+ 33·4	21·5	15·3	131·0	135·00	146·60	148 40	058	+ 9 5
2·16	+ 56·5	44·0	13·5	156·0	135·20	148·80	157·00	086	+19·1
2·17	+ 68·7	56·2	13·2	158·0	102·40	126·20	112·20	122	− 6·6
4·9	− 6·5	21·5	15·0	3·3	197 75	208·17	199·62	010	+21·2
5·10	+ 15·4	8·0	16·0	75 0	96·94	103·62	92·30	067	−38·0
7·13	+ 87·5	61·0	30·5	147·3	72·09	79·38	63·38	129	+ 9·4
7·14	+100·0	73·3	31·2	148·3	27·18	32·05	26·65	120	+20·1
8·6	+ 14·2	11·6	24·0	26·0	198·50	218·04	206·03	055	+35·1
9·5	+ 25·0	9·7	28·5	60·3	133·94	145·07	136·27	049	+40·2
9·9	+ 76·3	49·9	31·3	142·5	131·70	153·69	120·87	143	+ 6·2
9·10	+ 88·6	62·3	31·3	144·5	95·62	110·58	85·66	148	− 3·2
9·12	+ 99·8	74·3	29·5	148·8	47·75	57·93	44·29	164	− 4·5
10·3	+ 7·1	21·0	28·3	1·5	52·00	55·17	51·50	043	+53·6
10·4	+ 20·4	11·8	29·8	30·7	112·92	115·46	109·46	032	+19·4
10·10	+ 92·0	68·3	27·4	148·4	32·25	39·46	33·46	127	− 1·0

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1953· 3·27	− 30°·0	50°·7	21°·2	10°·6	261·75	281·34	260·58	0·048	−16°·0
3·30	+ 6·3	15·0	16·8	18·0	238·60	249·44	235·80	035	−58·1
3·31	+ 16·5	7·8	15·4	85·0	190·80	197·16	188·54	028	−43·0
4·27	− 15·8	32·8	16·3	2·1	308·60	337·12	316·57	053	+ 6·1
8·1	+ 87·8	63·0	29·8	142·7	213·04	233·68	196·66	099	+ 9·1
8·24	+ 2·6	20·0	22·0	5·4	154·66	165·68	156·00	043	+71·2
8·28	+ 87·2	33·4	30·0	131·7	126·83	135·58	119·25	074	+13·1
8·30	+ 71·7	45·0	30·6	139·5	208·92	222·42	189·67	092	+ 3·5
8·31	+ 96·8	70·0	31·0	149·0	139·98	159·00	133·32	107	+ 1·9
9·24	+ 25·6	10·8	28·3	63·6	217·50	238·06	224·01	053	+44·6
9·26	+ 40·5	18·3	30·6	115·0	182·34	194·37	183·66	040	+26·7
10·1	+103·0	76·4	29·0	156·5	93·08	109·50	95·25	104	− 2·4

25. Платон (центр)—პლატონი (ცენტრი)
$\varphi=+51^\circ\cdot 0,\ \lambda=-10^\circ\cdot 0$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1950·10·28	+24°·1	53°·2	57°·3	29°·3	224·92	244·52	229·60	0·051	—
12·18	−62·0	83·3	56·0	60·7	40·89	33·17	36·93	120	—
1951 2·17	−47·8	69·3	57·5	52·0	154·65	130·70	145·66	097	—
2··9	−23·8	57·6	55·5	28·3	138·98	138·12	151·66	061	—
2·20	−11·1	53 1	54·4	13·5	198·57	183·97	196·21	047	—
2·27	+64·7	70 6	45·7	73·6	80·90	67·29	76·07	107	—
3·19	−42·6	64·2	54·8	48·6	107·31	93·59	104·69	083	—
7 24	+80·1	72·6	57·3	89·6	54·15	53·00	64·00	123	—
7 25	+91·9	80·2	58·3	98·9	22·13	22·00	26·67	130	—
8·21	+50·2	58·0	56·8	60·8	191·00	181·86	209·17	083	—
10·20	+68·8	71·1	57·7	75·6	142·26	124·84	156·99	131	—
11· 9	−45·2	73·0	55 0	46·4	165·26	162·65	185·58	084	—
11·16	+37·5	52 0	57·7	45·0	216·42	189·17	203·67	078	—
1952· 1·10	−16·6	57·2	57·6	19·8	144·45	152·74	144·88	037	−12·7
1·11	− 5·1	53·3	56·4	4·8	237·00	258·23	238·23	056	−55·8
1·18	+64·1	73 0	47·5	69·3	154·00	185·33	179·27	111	+ 3·0
1 18	+64·1	73·0	47 5	69·3	146·00	179·75	169·70	121	− 0·2
1·18	+64·1	73·2	47·5	69·3	77·00	93·76	92·14	122	+ 5·7
2· 8	−24·5	59·2	55·6	28·5	229·28	251·50	240·95	053	+ 1·6
2·14	+33·4	57·0	49·7	56·4	87·30	91·67	93·75	042	+15·1
2·14	+44·0	61·7	46·7	52·3	162·42	177·06	179·54	061	+10·1
2·16	+56·5	68·0	45·5	64·0	88·50	96·80	106·70	108	+24·5
2·17	+68·7	75 2	44 8	74·5	54·70	67·40	60·60	121	− 4·8
5·10	+15·4	50·3	44·8	20·5	91·36	95·65	88·44	046	−37 8
8·6	+14·2	50·6	52·8	18·0	151·20	162·91	157·02	043	+38·8
9·4	+10·4	51·5	55·5	12·0	241·76	264·12	249·04	052	+40·9
9·9	+76·3	71·7	59·4	85·1	76·37	88·12	70·54	132	+ 6·1
10·3	+ 7·1	52·5	57·7	6·3	45·25	50·34	47·52	061	+70·4
10·4	+20·4	52 3	58·7	23 9	70·34	70·71	73·84	051	+53·0
10·10	+92·0	83·5	55·5	97·0	88·50	108·00	90·08	131	− 2·5
10·27	−70·1	84·0	52·0	69·4	23·87	25·50	20·87	116	+ 2·2
10·30	−28·5	62·8	57·0	32·3	130·16	139·75	130·62	047	+20·0
11·6	+59·7	64·4	55·7	69·4	83·42	96·37	84·29	095	+ 0·1
12·29	−17·5	58·3	57·7	20 5	172·09	182·34	171·92	040	− 7·2
1953· 3·27	−28·9	59·3	48 4	32·8	84·70	91·54	85·40	049	−11·8
3·30	+ 6·3	49·5	46·0	5·3	214·50	227·18	211·50	044	−57·7
3·31	+16·5	50·0	44·7	21·9	108·84	112·48	108·20	025	−39·6
5·27	−10·7	50·8	44·7	11·7	155·29	162·67	158·25	028	+28·1
8·24	+ 2·6	51·8	54·5	0·5	122·72	133·26	121·61	059	+65·5
8·30	+71·7	69·6	59·0	80 3	111·92	124 75	103·16	111	+ 8·5
9·21	−19·6	56·7	55 2	23 3	106·16	114 00	112·00	043	+38·3

26. Посидоний (центр)—პოსიდონი (ცენტრი)
$\varphi=+32^\circ\cdot 0,\ \lambda=+29^\circ\cdot 5$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1950·12·16	− 84°·0	67°·4	38°·8	110°·0	116·25	104·40	101·33	0·085	—
1951· 1·13	−104·0	78·7	40·1	116·8	18·53	16·21	15·51	109	—
1·14	− 92·8	69·0	41·8	111·0	75·76	74·31	62·77	116	—
2·13	− 90·2	68·5	46·0	113·5	82·07	79·58	64·31	148	—
1952· 6·1	− 79·9	52·3	43·5	119·3	87·99	106·92	84·62	149	−23·7
6·9	+ 23·2	59·8	39·3	18·0	129·18	141·12	133·48	052	+10·4
6·29	− 98·3	66·5	42·8	133·2	21·46	25·26	21·25	115	−17·8
8·6	+ 14·2	50·2	41·7	16·0	121·34	130·79	125·76	043	+37·8
8·29	− 74·0	48·9	43·0	116·1	34·22	40·16	32·80	126	− 4·3
9·4	+ 10·4	47·0	43·2	13·5	287·75	317·00	294·22	059	+37·7
9·7	+ 52·2	77·0	43·7	48·1	40·01	43·55	38·03	079	+16·1
9·28	− 64·5	44·8	42·7	102·3	61·55	69·42	56·79	118	+ 5·5
9·29	− 51·4	38·0	43·0	83·4	67·46	73·77	65·32	074	+13·3
9·30	− 37·2	33·7	43·5	60·2	93·12	101·10	91·84	006	+18·6
10·1	− 21·0	33·7	44·1	29·7	84·00	89·42	82·67	048	+14·3
10·3	+ 7·1	44·0	44·2	10·3	57·50	59·50	58·64	020	+74·5
10·4	+ 20·4	52·8	44·5	24·6	75·09	81·75	77·71	049	+48·5
10·27	− 70·1	50·0	43·5	103·5	79·00	86·92	72·84	102	+ 9·1
10·30	− 28·5	33·4	45·0	42·9	121·25	130·00	122·16	044	+21·5
11·26	− 60·6	46·5	44·7	90·2	161·18	172·32	150·24	079	+ 9·4
12·25	− 64·8	50·7	45·0	93·5	95·92	105·44	90·84	088	+11·7
1953· 1·25	− 46·8	39·2	43·5	75·0	188·87	214·44	185·47	093	+ 1·0
3·27	− 30·0	30·4	39·8	51·5	219·50	233·00	218·38	042	−16·5
3·30	+ 6·3	45·5	40·4	0·3	206·40	220·30	206·60	044	−52·1
3·31	+ 16·5	55·7	40·2	9·2	130·00	132·94	128·30	020	−46·2
4·27	− 14·7	34·8	39·8	21·4	203·76	217·26	204·84	043	+ 1·4
5·27	− 10·7	40·8	38·3	15·9	189·75	198·71	196·08	028	+ 3·8
5·31	+ 40·8	75·5	43·0	29·3	93·17	95·00	89·25	037	−10·5
6·27	+ 9·7	51·0	43·4	8·3	52·96	54·91	54·33	020	+35·0
7·23	− 34·6	31·7	43·0	56·0	198·08	213·66	198·41	051	+ 6·5
7·29	+ 47·2	77·4	46·7	40·8	101·21	107·16	98·04	053	+20·1
7 30	+ 61·0	37·9	45·5	50·0	19·66	20·75	18·92	054	+17·3
8·26	+ 2·6	44·3	46·0	2·5	128·29	137·20	128·82	044	+69·5
8·29	+ 58·4	83·7	45·0	49·7	61·08	65·75	56·84	084	+12·4
9·18	− 60·8	40·3	46·0	95·2	170·62	189·42	162·50	091	+ 4·9
9·21	− 19·6	33·5	47·0	23·7	145·00	156·84	150·84	046	+30·2
9·23	+ 12·5	49·6	46·2	16·0	204·83	228·33	212 17	064	+55·9
9·25	+ 26·5	59·0	45·4	29·5	146·84	161 33	152·17	055	+45·3
9·25	+ 38·0	67·3	44·7	37·7	84·00	87·16	78·84	058	+ 9·2
9·27	+ 53·9	79·2	43·5	47·6	120·83	126·67	121·00	032	+20·7

27. Прокл (центр)—პროკლე (ცენტრი)
$\varphi=+16^\circ\cdot 0,\ \lambda=+46^\circ\cdot 5$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1951· 2·14	− 80°5	39°·0	50°·0	134°·0	272·68	305·13	307·40	0·076	—
2·20	− 12·2	42·0	54·0	2·2	397·51	373·67	390·41	037	—
1952· 9·6	+ 37·7	78·4	46·0	21·4	37·82	41·24	36·92	068	+25·3
9·27	− 78·5	31·3	51·3	146·0	80·94	90·59	79·32	084	+ 6·6
9·28	− 64·5	22·3	50·4	121·9	119·15	132·47	114·84	087	+ 9·6
9·29	− 51·4	17·3	49·8	87·8	92·34	102·77	92·54	072	+20·8
9·30	− 37·2	19·5	49·3	44·6	121 91	132·19	120·57	059	+19·2
10·1	− 21·0	28·8	48·3	15·0	111·54	119·30	110·59	048	+16·9
10·3	+ 6·3	50·0	47·0	8·0	74·46	81·08	76·34	051	+58·2
10·4	+ 19·2	61·0	46·0	14·8	94·49	100·84	96·77	038	+49·3
10·27	− 70·1	28·0	49·8	129·0	122·00	130·17	113·59	078	+ 6·8
11·26	− 60·6	24·0	48·0	113·7	124·67	133·94	119·99	065	+14·6
1953 ·1·25	− 46·8	17·5	45·0	88·0	229·79	256·50	219·12	094	− 3·9
3·27	− 28·9	22·0	46·7	29·0	279·40	302·20	280·70	052	−13·1

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1953· 3·30	+ 7·2°	55·0°	49·7°	3·8°	161·20	168·94	161·50	0·032	−58·7°
3·31	+15·5	66·0	50·0	1·0	138·10	144·30	136·40	034	−43·8
6·27	+ 9·7	61·0	51·4	2·6	46·00	46·29	44·12	030	−34·0
8·26	+16·4	64·0	50·0	11·5	105·16	112·00	108·25	037	+51·9
9·21	−19·0	33·8	52·4	9·8	190·34	203·17	193·16	040	+21·5
9·23	+12·5	58·0	49·0	11·2	244·16	262·50	248·66	044	+53·8
9·24	+25·6	69·0	47·7	17·0	143·32	154·50	146·00	046	+42·1
9·25	+38·0	79·5	46·0	21·2	100·42	106·34	94·67	067	+13·4

28. Птоломей (центр)—პტოლომე (ცენტრი)

$\varphi = -9^\circ\cdot0, \quad \lambda = -2^\circ\cdot5$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1950·10·19	−69·7°	78·5°	16·0°	55·2°	16·7	17·1	20·10	0·116	—
12·17	−72·9	81·2	10·9	40·5	46·42	45·00	40·40	083	—
12·18	−62·0	69·3	9·3	36·5	114·82	101·30	106·83	073	—
1951· 2·14	−78·9	82·5	4·2	40·0	52·54	51·27	42·51	129	—
2·17	−47·0	46·7	2·7	82·5	243·35	221·04	235·49	056	—
2·27	+64·7	65·0	14·5	86·3	101·48	83·62	93·00	111	—
3·16	−78·0	78·0	2·6	88·5	31·93	25·27	31·20	143	—
7·12	−82·5	78·6	14·4	104·4	13·22	10·33	11·60	143	—
7·13	−69·0	66·0	15·0	96·5	26·05	22·18	25·78	101	—
7·24	+80·1	71·2	10·3	149·6	47·78	46·00	55·80	121	—
7·25	+91·9	83·5	9·5	155·2	14·96	15·00	17·40	102	—
8·11	−73·5	72·4	15·7	91·0	33·27	28·58	33·80	104	—
8·21	+50·2	42·5	10·0	139·8	199·50	218·80	221·96	066	—
8·22	+73·3	66·0	8·6	155·2	108·94	102·42	125·80	124	—
10·20	+68·0	65·0	4·3	131·8	154·66	137·00	170·44	124	—
12·7	−63·7	72·4	10·0	29·0	218·02	223·90	192·80	091	—
1952· 1·10	−16·6	21·7	5·5	17·6	179·50	191·10	178·70	044	−15·6°
1·18	+64·1	68·4	13·0	68·4	90·72	103·96	103·40	088	+ 7·2
2·14	+33·4	37·0	12·6	64·8	107·00	113·20	117·90	056	+18·7
2·14	+44·0	47·8	13·6	67·0	179·47	184·97	194·93	048	−13·3
2·16	+56·5	60·6	14·8	69·8	119·40	128·40	138·60	086	+24·1
8·7	+29·3	25·0	13·7	112 6	138·82	149·25	140·70	046	+34·1
9·5	+23·7	18·3	8·1	122·5	103·16	109·02	102·02	042	+30·7
9·9	+76·3	67·0	9·0	162·0	80·02	90·46	74·04	118	+ 5·0
10·3	+ 7·1	7·8	7·2	55·3	54·00	59·17	56·00	053	+68·5
10·4	+18·2	13·5	8·0	122·0	89·64	96·01	91·67	040	+49·4
10·10	+92·0	85·0	8·7	140·0	70·00	85·50	71·75	129	− 2·5
10·27	−70·1	70·0	8·0	83·3	46·84	50·12	43·50	082	+ 6·8
11·6	+59·7	53·0	8·7	135·0	92·87	108·04	93·50	101	− 0·5
1953· 3·27	−28·9	32·7	12·4	61·2	131·00	141·24	131·64	049	−12·9
3·30	+ 6·3	11·0	14·3	21·0	164·10	172·40	166·80	030	−43·2
3·31	+16 5	20·1	15 4	55 0	145·28	150·56	143·54	030	−42·5
4·27	−14·7	17·3	15·4	54·0	311·47	334·86	314·20	046	+ 2·4
5·4	+70 4	73·0	10 6	73·6	84·67	95·34	81·34	097	+ 6·3
7·31	+74·5	68·5	6·9	157·0	146 29	155·75	132·34	094	+ 8·4
8·24	+ 2·6	8·4	5·9	0·5	134·36	144·46	132·56	054	+64·0
8·30	+71·7	62·7	9·3	161·3	126·50	137·92	114:83	105	+ 6·2
9 26	+40·5	33·2	8·2	149·2	123·50	132·16	122·00	051	+23·0

29. Риччьоли (центр)—რიჩიოლი (ცენტრი)

$\varphi = -2^\circ\cdot0, \quad \lambda = -74^\circ\cdot0$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1951·11·23	−103·5°	26·2°	67·4°	177·4°	224·90	186·20	205·30	0·109	—
1952· 1·10	− 15·5	90·0	75·7	4·0	72 20	78 50	73·02	053	−11·7°
1·20	+ 87·7	21·5	66·3	169 5	70·06	91·44	84 14	153	+ 1·6
1·21	+100·2	34·0	66·7	170 3	247·18	306·00	281·50	123	+ 2·9

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1952· 5·11	+ 28·3°	43·1°	71·4°	2·5°	86·58	98·48	92·71	0·075	+ 5·0°
5·12	+ 41·7	30·7	72·5	0·3	100·95	112·26	103·72	064	+ 7·0
9·5	+ 23·7	54·8	78·3	5·2	131·47	142·29	131·50	053	+40·2
9·9	+ 76·3	5·0	81·0	156·4	186·26	206·86	173·52	103	+ 4·4
9·12	+ 99·8	20·0	80·0	179·1	155·92	186·84	151·14	136	− 1·1
10·3	+ 7·1	72·0	77·7	4·6	62·84	67·92	64·55	046	+66·8
10·10	+ 92·0	13·3	78·2	179·7	81·50	95·09	82·84	100	+ 0·1
11·6	+ 60·7	17·4	78·2	5·0	177·59	210·22	185·34	103	+ 4·5
1953· 3·30	+ 7·2	66·0	70·8	4·5	177·80	184·96	175·20	034	−67·1
3·31	+ 16·5	53·4	69·8	4·3	193·80	200·78	191·70	028	−42·0
5·27	− 11·2	79·6	69·5	5·5	136·10	143·46	138·75	032	+25·1
6·27	+ 9·7	59·8	69·8	1·0	74·83	73·84	73·75	006	−49·7
7·30	+ 61·0	16·0	76·7	12·9	251·08	269·42	237·21	074	+16·4
8·1	+ 87·8	8·8	79·0	172·8	363·00	398·75	339·00	044	+10·9
8·3	+113·5	33·7	80·0	177·0	229 00	260·58	217·58	109	+ 4·4
8·24	+ 3·2	70·0	72·0	3·2	103·82	112·30	105·82	048	+81·2
8·26	+ 16·4	57·4	74·0	5·0	126·58	136·42	128·25	047	+43·1
8·28	+ 57·2	22·0	79·2	12·0	102·66	108·25	94·92	076	+ 9·2
8·30	+ 71·7	9·0	80·0	14·5	300·25	331·66	285 33	089	+12·2
8·30	+ 83·6	2·7	81·0	156·0	252·52	281·96	237·18	102	+ 6·1
8·31	+ 96·8	15·5	81·3	179·8	280·67	326·33	270·67	117	+·4·3
9·23	+ 11·8	64·5	75·2	5·8	248·08	271·33	261·00	052	+66·9
9·25	+ 39·3	40·0	79·0	6·6	168·67	178·50	166·16	044	+21·9
10·1	+103·0	21·8	81·2	179·2	243·22	286·67	243·76	111	− 5·5
10·24	+ 33·5	46·6	80·0	5·0	186·16	196·00	179·50	051	+ 8·3

30. Теофил (центр)—თეოფილე (ცენტრი)

$\varphi = -11^\circ\cdot5, \; \lambda = +26^\circ\cdot5.$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1950·12·16	−84·0°	65·0°	21·7°	148 5°	139·58	117·33	126·57	0·101	—
1951· 1·14	−92·8	67·0	22 0	157·0	87 47	84·18	71·00	125	—
2·13	−91·5	68·5	24·2	165·0	120·80	123·72	106·73	090	—
2·14	−78 9	50·0	25·2	163·0	135·09	134·23	109·34	134	—
2·20	−12·2	21·7	31·7	16·8	336·88	328·17	340·44	023	—
4·13	−97·6	69·0	29·8	164·5	38·09	31·81	37·00	109	—
4·14	−86·3	57·0	30·2	161·3	96·48	76·85	84·86	133	—
1952· 9·5	+23·7	45·8	22·3	5·0	94·45	101·75	92·78	057	+30·1
9·6	+39·0	59·3	20 4	8 0	62·36	67·55	61·52	059	+27·0
9·30	−36·0	14·0	28 3	111·0	104·24	112·57	103·14	056	+19·4
10·4	+20·4	41·3	21·0	2·5	101·34	109·59	105 00	046	+50·2
10·27	−69·0	43·2	29·5	149·5	84·44	92·82	78·24	099	+ 9·6
11·6	+60·7	82·4	23·0	18·6	32·47	35·84	30·09	102	−14·3
1953· 3·27	−28·9	13·2	29 5	73·0	250·20	271·10	255·74	048	− 7·1
3·30	+ 7·2	36·3	34·2	10·5	180·40	189·10	177·30	038	−67·1
3 31	+15·5	47·0	35·0	16·3	167·70	178·60	160·70	061	−49·3
6·21	−64·4	36·0	35·1	132·0	66 58	71·67	67·62	046	−10·6
7·29	+47·2	72·0	25·3	8·8	148·79	154·17	143·08	043	+14·6
8·29	+58·4	78·7	21·0	10·0	40·67	44·50	38·92	080	+17·7
9·18	−59·9	29·0	34·4	145·2	213·06	228·56	197·50	084	− 1·2
9·21	−17·6	15·2	29 4	30·0	155·17	166·67	156·00	047	+16·6
9·24	+25·6	48·3	22·3	2·5	180·08	188·09	181·00	028	+38·5
9·26	+40·6	61·3	21·1	7·5	98·67	108·67	97·17	070	+23·5
9·26	+52·8	72·2	20·0	13·0	173·00	190·00	170·84	068	+17·5

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

31. Тихо (центр)—ტიხო (ცენტრი)
$\varphi = -43^\circ.0,\ \lambda = -12^\circ.0$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1950.10.28	+24°.1	43°.7	38°.5	35°.8	315.89	328.55	318.47	0.025	—
11.21	−30.2	58.0	41.8	34.0	171.76	178.38	172.40	025	—
11.23	−8.9	45.5	39.2	9.0	128.64	136.17	132.73	034	—
1951.2.19	−23.8	51.1	39.8	29.6	339.22	307.69	326.39	056	—
2.20	−12.2	45.8	40.3	15.7	397.51	375.67	394.14	038	—
3.19	−42.6	61.4	39.7	49.0	152.97	137.99	148.43	060	—
7.24	+80.1	70.5	42.2	97.9	79.28	77.73	62.73	114	—
7.25	+91.9	79.2	40.8	106.1	38.83	39.00	45.33	104	—
8.21	+50.2	52.3	42.2	69.8	273.38	297.08	304.40	064	—
10.20	+68.0	64.9	38.7	85.5	131.67	123.71	147.81	105	—
1952.1.10	−15.5	49.2	39.3	17.5	263.80	279.20	261.90	042	−18°.0
1.18	+64.1	67.9	46.7	75.0	161.32	185.70	180.06	084	+1.8
2.14	+33.4	49.4	46.6	45.6	147.64	156.60	161.10	051	+15.5
2.16	+56.5	63.0	48.8	67.9	196.20	212.66	222.66	073	+19.1
2.17	+68.7	71.0	49.4	77.8	115.90	136.80	127.83	096	−1.3
5.10	+15.4	45.0	50.0	19.5	113.30	122.81	114.75	051	−22.0
8.7	+29.3	45.0	42.7	42.7	198.50	211.98	195.25	051	+29.0
9.5	+23.7	43.0	41.0	34.3	155.42	169.44	158.68	053	+41.5
9.9	+76.3	66.3	40.3	97.0	125.74	138.95	118.67	093	+5.6
9.29	−50.0	67.4	44.4	56.0	80.94	85.87	78.79	051	+12.0
10.3	+7.1	42.8	40.0	10.0	77.75	82.00	78.50	034	+62.0
10.4	+20.4	42.0	39.8	30.8	136.12	142.84	139.71	028	+53.1
10.10	+92.0	79.0	42.2	105.8	23.34	26.75	23.62	089	−3.4
10.27	−69.0	80.6	43.3	68.8	34.14	36.67	32.19	075	+9.3
1953.3.27	−28.9	57.5	47.6	34.0	176.80	190.00	176.80	048	−14.5
3.30	+6.3	44.7	49.0	4.4	213.24	225.90	212.20	040	−54.4
3.31	+16.5	45.3	50.0	21.8	232.10	243.84	231.90	034	−36.0
5.4	+70.4	72.4	45.0	79.7	133.34	147.62	128.09	086	+5.3
5.27	−10.7	46.8	49.8	13.7	256.88	269.29	259.79	030	+22.7
6.27	+9.7	43.8	45.3	13.3	77.00	79.16	73.75	017	+36.6
8.24	+3.2	42.8	40.5	4.0	135.11	146.82	136.61	053	+78.3
8.26	+16.4	42.8	39.8	26.5	171.58	184.12	172.92	046	+41.3
8.30	+71.7	63.5	40.0	92.4	214.75	232.34	197.84	092	+6.8
9.24	+12.7	41.7	38.7	19.3	264.17	286.34	269.67	048	+54.4
9.24	+25.6	42.7	39.0	38.7	251.50	267.83	255.00	038	+41.4
9.25	+39.3	46.0	39.8	58.6	200.84	204.38	195.58	025	+9.3
10.1	+103.0	84.8	45.3	114.1	46.42	54.83	46.17	116	−6.6

32. Фракастор (центр)—ფრაკასტორი (ცენტრი)
$\varphi = -21^\circ.0,\ \lambda = +32^\circ.5$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1951.4.13	−97°.6	65°.0	37°.7	148°.8	40.65	33.31	39.35	0.120	—
5.16	−59.7	30.2	45.0	109.4	131.90	147.41	156.96	104	—
5.21	+10.6	46.9	42.3	13.4	128.28	133.33	130.30	023	—
8.11	−73.5	42.4	45.0	119.9	94.68	80.72	95.52	105	—
1952.1.4	−82.6	60.3	28.7	139.0	221.16	243.26	200.09	112	+10°.1
1.10	−15.5	24.7	32.9	28.0	182.60	199.00	184.54	055	−12.0
2.14	+33.4	72.2	44.0	22.4	63.72	66.37	70.77	061	+25.0
2.14	+44.0	82.5	45.0	27.3	51.72	55.93	59.12	077	+19.1
5.11	+28.3	65.2	43.5	22.6	51.14	56.32	51.76	061	−7.4
9.6	+37.7	65.3	29.2	18.0	43.70	47.37	42.23	069	+23.0
9.7	+52.2	78.2	28.3	21.7	31.87	34.07	30.66	062	+16.2
9.27	−78.5	45.6	43.6	130.0	83.66	96.15	80.77	109	+5.4
9.28	−64.5	35.0	41.5	118.7	98.22	108.85	92.92	094	+6.8
9.29	−51.4	26.2	39.8	103.5	79.64	85.42	75.87	069	+8.7
9.30	−37.2	20.7	37.4	76.0	104.97	110.61	103.42	042	+16.3
10.3	+6.3	37.6	31.3	1.5	58.72	62.96	59.42	043	+54.6

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1952.10.4	+19°.2	48°.2	29°.8	7°.7	74.82	79.35	75.95	0.035	+45°.8
10.27	−69.0	40.0	38.2	128.0	100.64	95.45	94.70	038	+4.8
1953.3.27	−28.9	22.7	40.0	49.0	238.80	258.00	241.60	048	−10.7
3.30	+7.2	45.0	43.8	8.8	169.24	177.14	166.60	037	−66.7
3.31	+15.5	55.0	44.2	15.0	150.40	157.20	149.16	034	−12.0
5.27	−10.7	35.0	45.2	3.7	142.00	148.00	144.37	025	+27.7
5.28	+4.4	44.2	44.9	6.4	140.25	149.50	137.29	052	−50.7
6.21	−64.4	35.4	44.8	110.3	81.34	92.04	84.87	073	−6.8
7.29	+47.2	78.3	33.5	19.4	75.33	70.66	72.04	058	+17.3
8.29	+58.4	84.7	29.4	24.2	89.42	91.08	82.66	058	+2.0
9.21	−17.6	25.8	38.5	27.0	134.34	144.34	137.66	043	+24.3
9.25	+26.5	56.3	30.5	11.0	135.92	146.50	140.33	043	+46.8
9.26	+40.5	67.7	2.5	18.7	77.84	83.66	77.50	051	+25.5
9.26	+52.8	78.0	28.7	25.4	111.50	124.34	111.33	075	+20.1

33. Шиккард (Северная часть)—შიკარდი (ჩრდილოეთი ნაწილი)
$\varphi = -42^\circ.0,\ \lambda = -56^\circ.0.$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1952.1.10	−15°.5	76°.3	62°.6	8°.0	122.36	134.16	123.74	0.037	−12°.0
1.20	+87.7	54.6	64.5	106.0	53.90	67.10	61.62	126	−0.8
2.17	+68.7	45.6	65.5	83.2	147.00	180.40	166.70	118	−0.7
4.9	−6.5	66.4	65.0	7.0	143.96	154.90	145.70	046	+20.6
5.11	+28.3	49.3	68.0	25.4	88.57	97.25	90.25	057	−5.4
5.12	+41.7	44.4	68.2	42.5	98.66	112.41	103.61	077	+10.6
5.13	+55.1	43.8	68.0	61.8	57.61	68.35	60.90	102	−17.4
7.13	+87.5	48.5	66.0	109.0	114.17	124.20	106.26	091	+12.8
8.10	+70.0	42.8	65.8	84.5	129.36	141.40	120.55	092	+13.6
9.5	+23.7	53.3	65.0	24.7	116.62	121.97	113.99	040	+25.7
9.9	+76.3	43.0	65.5	95.5	168.50	189.57	157.66	109	+5.8
9.10	+88.6	47.5	65.6	111.8	157.29	180.67	145.75	127	−0.6
10.3	+7.1	63.5	64.1	8.3	52.92	57.00	54.00	044	+64.6
10.4	+18.2	56.3	64.4	19.4	90.34	95.34	90.82	036	+42.8
10.30	−28.5	86.7	63.2	17.5	56.84	62.12	58.42	053	+27.3
1953.3.30	+6.3	61.8	67.0	0.5	168.30	178.40	165.70	046	−58.1
3.31	+16.5	54.0	67.2	11.8	168.00	174.26	164.40	034	−46.2
5.27	−11.2	70.0	66.6	11.7	164.50	177.04	168.96	043	+24.9
8.1	+87.8	48.5	64.2	111.8	237.09	261.00	216.09	109	+8.8
8.30	+71.7	42.0	65.0	88.5	223.44	246.83	210.50	094	+11.1
9.23	+12.5	57.8	61.8	13.7	222.67	239.17	232.16	042	+64.4
9.25	+26.5	50.6	63.1	28.8	175.16	188.00	177.00	044	+38.2
9.25	+39.3	45.3	64.3	43.0	147.67	156.50	150.42	034	+36.3
10.1	+103.0	54.0	69.8	122.5	147.50	177.42	148.84	124	−14.7

34. Шиккард (южная часть)—შიკარდი (სამხრეთი ნაწილი)
$\varphi = -45^\circ.0,\ \lambda = -54^\circ.0$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1952.1.10	−15°.5	75°.6	62°.0	8°.8	132.60	140.58	131.84	0.044	−17°.3
1.20	+87.7	57.7	65.0	103.7	50.18	62.28	56.90	124	−1.8
2.17	+68.7	49.0	66.0	81.5	155.80	187.00	173.40	107	−1.6
4.9	−6.5	66.4	65.2	7.5	151.00	162.22	148.62	054	+11.7
5.11	+28.3	50.8	68.3	26.0	85.25	94.30	86.76	063	−6.1
5.12	+41.7	47.6	68.4	43.5	94.00	105.66	97.09	070	+7.6
5.13	+55.1	46.6	68.0	61.3	100.92	115.56	104.82	082	+16.1
7.13	+87.5	52.0	65.3	106.7	110.35	118.31	99.52	099	+8.3
8.10	+70.0	46.0	65.2	88.3	205.42	222.85	190.19	091	+12.1
9.5	+23.7	54.3	64.5	25.5	1.2.97	121.94	115.40	046	+42.7
9.9	+76.3	46.4	65.0	94.9	150.72	168.16	138.49	113	+3.5
9.10	+88.6	51.0	64.8	110.0	138.42	161.92	131.21	129	+2.4

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1952·10·3	+ 7°·1	64°·0	63°·7	8°·3	59·50	63·00	60·39	0·034	−64°·3
10·4	+ 18·2	56·5	64·6	20·3	93·86	99·96	96·42	037	+52·7
10·10	+ 92·0	53·0	66·2	113·7	52·42	61·17	52·42	105	− 5 5
10 30	− 28·5	85·1	62·7	19·0	60·25	60·92	57·96	042	−20·0
1953· 3·30	+ 6·3	62·8	68·0	0·2	168·84	179·00	165·84	047	−58·8
3·31	+ 16·5	55·0	68 1	11·0	183·00	191·00	180·50	034	−42·2
5·27	− 11·2	69·9	66·9	11·8	163·84	173·42	167·75	034	+26·7
8·1	+ 87·3	51·8	63·4	108·7	237·16	260·25	221·75	093	+11·0
8·30	+ 71·7	45·3	64·5	88·2	240·42	261·16	221·50	095	+ 7·2
9·23	+112·5	58·2	61·5	14·0	238·50	257·50	244·84	046	+56·6
9·25	+ 26·5	51·7	62·7	28·5	188·34	201·83	193·24	040	+45·1
9·25	+ 39·3	47·0	63·9	44·5	153·50	165·50	152·66	053	+23·6
10·1	+103·0	57·2	69·0	122·3	150·67	180·50	155·17	114	− 1·9

III Материки и горные области—მატერიკები და მთიანი ადგილები

35. Кордильеры (к югу от берегов Моря Кризисов)
კორდილიერები, (კრიზისების ზღვის ნაპირის სამხრეთით)
$\varphi=+9^\circ\cdot0,\ \lambda=+59^\circ\cdot5$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1950·10·18	− 83°·4	35°·0	49°·4	166°·0	103·2	117·4	97·8	0·110	—
10·19	− 69·7	22·4	49·2	154 0	101·0	100·8	111·7	069	—
12·15	− 96·4	49·0	48·8	163·5	165·15	136·13	138·47	127	—
12·16	− 84·0	36·5	50·0	156·5	212·31	176·83	174·83	129	—
12·17	− 72·9	26·0	50·7	147·0	247·07	230·50	210·00	094	—
1951· 1·13	−104·0	49·0	51·6	161·2	112·15	111·51	92·94	119	—
1·14	− 92·8	38·1	51·8	155·5	177·15	169·15	146·46	112	—
2·13	− 91·5	39·3	55·6	154·2	194·51	191·98	165·60	101	—
2·14	− 80·5	27·5	57 0	147·0	216·47	252·73	259·10	199	—
2·20	− 12·2	49·5	61·8	0·6	247·01	217·07	233 84	075	—
3·16	− 78·0	21·2	60·3	143 3	147·85	122·40	149 40	125	—
12·2	−129 7	77·5	52·5	177·2	75 50	64 58	73·40	094	—
12·3	−115·6	65·0	51 4	169 8	162·58	130·22	134·58	142	—
12·7	− 63·7	17·4	51·3	131·8	244·84	247·24	208·10	109	—
1952· 1·4	− 82·6	35·4	50 5	151·0	324·06	354·76	291·26	113	+9°·1
1·10	− 16·6	39·2	56·0	0·2	188·40	201·50	185·60	051	−18·8
1·11	− 5·1	52·8	57·0	3·3	241·54	272·34	248·70	073	−50·8
5·10	+ 15 4	75·0	59·6	3·0	49·00	50·75	46·71	048	−43·2
5·28	−123·4	67·5	57·5	169·5	40·68	46·88	41·15	093	− 7·3
6·9	+ 23·2	80·2	57 0	0·8	39·96	40·59	37·94	040	−23·4
10·3	+ 6·3	57·5	54·0	6·3	45·35	48·19	45 34	042	+50·1
10·4	+ 19 2	70·0	53·0	10·0	45·04	49·25	46·59	047	+50·0
10·27	− 70·1	16·8	58·2	136·3	108 59	116·62	110·75	084	+ 7·2
1953· 1·18	−137·0	83·8	55·0	168·1	62·27	55·47	58·09	069	+10·5
3·27	− 28·9	28·0	55·7	12·0	222·80	242·00	224·80	053	−11·8
3·30	+ 7·2	64·2	59·2	4·5	125·48	130·30	121·70	040	−72·7
3·31	+ 15·5	75·3	60·0	3·3	73·10	76·04	71·98	034	−45·7
4·17	−128·0	79·0	51·2	166·3	53·51	62·06	51·72	114	+ 6·2
5·27	− 10·7	52·0	59·7	7·7	159·92	166 29	160·79	025	+19·9
9·18	− 60·8	10·3	63·5	74·0	178·00	195·34	167·50	090	+ 2·6
9·21	− 17·6	42·0	60·2	1·8	146·50	153·16	140 66	049	+ 0·9
9·23	+ 12·5	66·7	56·3	8·4	161·16	174·17	164·83	047	+54·9
9·24	+ 25·6	78·0	54·7	11·3	61·00	68·83	65·75	070	+54·0

36. Плоскогорье (к ЮВ от кр. Фракастора)
ზეგანი (კრ. ფრაკასტორის სამხრეთ-აღმოსავლეთით)
$\varphi=-23^\circ\cdot0,\ \lambda=+31^\circ\cdot0$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1951· 5·16	−59°·7	32°·5	44°0	105°·5	152·57	167·51	172·23	0·072	—
1952· 1·4	−82·6	62·6	28·8	133·0	220·62	241·96	200·95	107	+10°·4
5·11	+28·3	64·6	43·4	24·0	56·38	61·60	56·81	068	− 8·4
9·6	+37·7	64·2	29 0	21·5	51·85	55·54	49·30	070	+19·0
9·7	+52·2	77·1	27·8	26·0	38·87	43·09	36·75	094	+16·8
9·27	−78·5	47·7	43·2	125·0	79·56	89·22	74·55	106	+ 0·6
9·28	−64 5	37·0	41·7	114·0	98·33	108·83	93·50	091	+ 7·5
9·29	−51·4	27·7	39·5	100·0	84·71	92·07	83·44	062	+16·5
9·30	−37·2	23·0	37·2	74·0	108·64	118·06	107·09	061	+18·4
10 4	+19·2	48·0	29·5	10·2	96·64	103·72	98·02	043	+44·2
10·27	−69·0	42·0	38·0	123·3	100·25	107·36	97·80	056	+15·0
1953 3·27	−28·9	24·5	40·0	48·5	245·80	265·00	244·20	053	−16·4
3·30	+7 ·2	44·8	43·9	9·0	171·34	175·42	166·50	030	−76·1
3·31	+15·5	54·2	45·0	16·5	160·40	168·44	168·80	034	− 6·8
5·28	+4 ·4	44·0	44 8	6·2	137·93	142·46	135·42	030	−54·3
6·21	−64·4	38·0	45·0	107·2	74·71	87·96	78·67	098	− 7·8
7·29	+47·2	77·1	33·1	22·5	103·66	107·75	106·92	029	+54·5
8·29	+58·4	83·4	29·3	28·3	112·00	112·42	103·42	054	− 2·2
9·21	−17·6	26·5	37·2	28·0	133·83	139·84	135·33	025	+21·8
9·25	+26 5	55·5	30·4	13·3	152·83	161·83	155·00	035	+41·3
9·26	+40·5	66·9	29·3	21·8	82·67	86·50	82·66	030	+26·9
9·26	+52·8	77·0	28·7	29·4	133·67	144·83	130·00	065	+13·6

37 Плоскогорье (к ЮЗ от кр. Фракастора)
ზეგანი (კრ. ფრაკასტორის სამხრ.-დასავლეთით)
$\varphi=-23^\circ\cdot5,\ \lambda=+34^\circ\cdot0$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1951· 5·16	− 59°·7	30°·5	46°8	103°·3	132·07	143·98	156 33	0·097	—
1952· 1 4	−82·6	59·1	31 2	134·3	243·25	262 54	222 64	095	+ 9°·1
5·11	+28·3	67·0	46 0	28·0	44·86	49 34	45 51	060	− 7·2
9·6	+37·7	67 0	31·7	19·0	47·92	52·36	46·99	068	+26·4
9·7	+52 2	79·0	30 4	25·5	31·96	35·00	29·84	092	+14·4
9·27	−78·5	45·3	46·0	124·2	75·89	87·62	74·29	106	+ 7·2
9·28	−64 5	35·0	44·1	113·2	96 22	103·67	89·72	084	+ 2·6
9·29	−51 4	27·4	42·1	96·6	80·40	88·74	77·15	084	+12·4
9·30	−37·2	23·0	39·9	68·3	100·48	114 30	99·64	077	+10·6
10·3	+ 6·3	39·8	33·7	1·6	57·59	61·85	57·96	046	+52·4
10·4	+19 2	50·5	32·0	9·4	85·30	89·19	87 12	025	+52·8
10·27	−69·0	40·0	40·7	122·3	93·25	101·20	87·50	084	+ 9·8
1953· 3 27	−28·9	25·2	42·3	44·0	244·20	262 60	244·40	048	−14·3
3·30	+ 7·2	47·3	46·5	8·5	160 20	166 76	158·40	032	−65·5
3·31	+15·5	56·8	47·4	15·6	160·30	165·30	159·70	023	−40·7
5 28	+ 4·4	46·6	47·2	6·0	143·21	151·08	143 79	035	−42·1
6·21	−64 4	36·0	47·4	105·7	75·58	85·25	80·92	070	+ 0 5
7·29	+47·2	80·0	35·7	21 2	79 33	78·50	71·83	062	− 2·8
9 21	−17·6	28·7	40·0	25 0	131·00	142 00	132·00	052	+17·2
9·25	+26 5	58·3	33·2	12·2	142·58	154 34	143·50	052	+36·6
9 26	+40·5	69·3	31·9	19·6	72·83	76·34	70·33	047	+14·7
9·26	+52·8	79 7	31·3	27·2	92·00	97·34	87·00	065	+ 6·0

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

IV. Светлые лучи—ნათელი სხივები

38. Венец лучей вокруг кр. Кеплера
სხივების გვირგვინი კრ. კეპლერის ირგვლივ
$\varphi=+8^\circ{\cdot}0,\ \lambda=36^\circ{\cdot}0$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1953· 8·1	+ 87·8	47·2	43·7	153·8	217·42	231·21	189·75	0·114	+ 2·2
8·3	+113·5	72·0	44·3	100·0	103·25	113·92	92·25	121	− 3·4
8·24	+ 3·2	33·0	35·8	3·5	91·58	97·20	91·18	043	+73·1
8·26	+ 16·4	21·0	38·0	5·4	116·92	122·42	114·34	040	+29·4
8·28	+ 57·2	17·3	43·7	139·3	105·67	112·25	96·42	088	+ 9·1
8·29	+ 69·6	28·8	43·8	149·7	207·66	226·58	190·66	099	+ 7·7
8·30	+ 83·6	41·5	45·1	153·0	151·91	170·26	137·66	123	+ 3·0
8·31	+ 96·8	54·0	45·0	158·0	173·09	214·00	166·92	160	+ 5 7
9·20	− 33·7	65·3	32·7	12·3	128·50	137·50	127·84	047	+18 2
9·21	− 20·8	53·9	34·8	11·2	150·84	159·16	152·83	032	+21·8
9·23	+ 11·8	28·0	40·0	2·0	225·17	244·17	229·33	049	+48·3
9·24	+ 25·6	17·0	42·0	13·5	170·50	178·42	173·67	025	+47·2
9·25	+ 39·3	9·6	43·7	61·4	140·84	147·33	142·12	028	+32·9
9·27	+ 53·9	14·2	45·0	124·3	123·16	134·50	125·67	054	+26·0
9·30	+ 91·5	48·5	45·0	159·0	114·16	141·00	115·33	142	+ 0·5
9·30	+ 91·5	48·5	45·0	159·0	120·16	147·16	120·17	139	− 0·6
10·1	+103·0	60·5	44·0	164·0	122·34	150·00	122·75	139	− 5·5
10·2	+114·8	72·8	42·9	168·1	76·00	97·83	82·67	151	− 1·5
10·24	+ 20·9	22·0	43·0	6·6	174·00	182·00	166·75	051	+16·7
10·24	+ 32·5	13·4	44·0	28·4	160·40	169 00	155·92	047	+11·2
10·25	+ 46·0	9·5	44·7	92·5	125·00	141·83	125·34	085	+11·9

39 Венец лучей вокруг кр. Коперника
სხივების გვირგვინი კრ. კოპერნიკის ირგვლივ
$\varphi=+11^\circ{\cdot}5,\ \lambda=-22^\circ{\cdot}0$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1953· 8 1	+ 87·8	61·5	32·5	140·8	183·92	197·34	165·92	0·100	+ 5·3
8·3	+113·5	85 8	33·0	148 8	29 96	32 84	25·84	137	− 6·2
8·24	+ 3·2	21·4	25 0	3·0	93·64	102·19	91·45	069	+69·2
8 26	+ 16 4	13 5	27 0	30 0	124 29	135·50	130·75	049	+56·0
8·28	+ 57·2	32·2	32 7	127·4	112·00	118·67	103·50	078	+ 9·9
8·29	+ 69·6	43 7	32·7	134·6	217 75	239 67	198 92	083	+ 3 1
8·30	+ 83 6	55·6	33·7	141 2	139 76	156·85	129·88	111	+ 5·3
8·31	+ 96·8	68·0	33·6	146 8	140·92	163·58	132 17	128	+ 1·3
9·18	− 59·9	75·4	17·7	30·6	64·66	72·84	61 84	099	+ 6·6
9·20	− 33·7	52·2	22·0	27·0	208·50	214 16	199·66	040	+ 0·3
9·21	− 20·8	41·0	23·8	24 5	178·50	186 17	180·17	025	+21·8
9·23	+ 11·8	17·8	29·2	9·0	271·16	289·00	279·67	037	+56·5
9·24	+ 25·6	12 8	31·0	85·0	209·34	235·17	217·84	069	+44·9
9 26	+ 40·5	18·0	32 7	104 2	154 16	169·00	157 67	056	+33·5
9 30	+ 91·5	62·8	33·0	149·0	95 50	116·00	95 33	134	− 0·8
9·30	+ 91·5	62·8	33·0	149·0	95·00	115·50	94·50	136	− 1·5
10·1	+103·0	74·7	31·6	153 8	74·58	88·50	72·16	130	− 9·8
10 2	+114·8	86·8	30·0	158·3	34·84	44·33	37·17	147	− 3·4
10 24	+ 20·9	14·2	31·8	33·2	198·17	205·58	193·34	035	+19·3
10·24	+ 32·5	13·5	32·6	79·3	167·85	180·36	164·94	055	+15·8
10 24	+ 32·5	13·5	32·6	79·3	170 02	178 66	162·16	077	+ 6·8
10·25	+ 46 0	21·0	33 0	117·0	135·33	142·34	127·34	064	− 4·7

40. Венец лучей вокруг кр. Тихо (к югу от центра кратера)
სხივების გვირგვინი კრ. ტიჰოს ირგვლივ (კრატერის ცენტრის სამხრეთით)
$\varphi=-46^\circ{\cdot}0,\ \lambda=-12^\circ{\cdot}0$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1953· 9·24	+ 12·7	44·8	41·4	18·0	263·50	285·66	271·50	0·047	+58·0
9·24	+ 25·6	45·7	41·8	35·5	239·63	256·00	246·08	038	+47·0
9·25	+ 39·3	48·7	42·3	55·6	179·34	193·00	181·50	046	+31·7
9 27	+ 53·9	54·2	43·4	72·5	145·50	157·67	142·83	061	+15·1
9 29	+ 90·8	76·2	46·8	104·4	77·83	90·92	77·00	110	−30·5
10 1	+103·0	85·0	48·0	112·6	58·25	66·44	58·92	081	− 3·8
10 24	+ 20·9	45·0	42 7	40·0	226·84	239·00	225·66	037	+28·6
10 24	+ 32·5	46·5	43·7	46·3	193·85	207·18	190·85	051	+16·1
10·25	+ 46·0	50·5	45·0	62·9	149·34	166·85	146 69	082	+ 7·9

41. Луч кр. Тихо (к ЮВ от кр. Буллиальда)
კრ. ტიჰოს სხივი (კრ. ბულიალდის სამხრ.-აღმოსავლეთით)
$\varphi=24^\circ{\cdot}0,\ \lambda=23^\circ{\cdot}0$

Дата თარიღი	α	i	ε	Θ	a	b	c	p	γ
1953· 5·27	− 11·2	37·3	34·8	19·0	146·75	156·84	155·12	0·040	+40·1
5·28	+ 4·4	29·5	34·2	1·0	124·33	136·00	129·92	052	−29·7
6·27	+ 9·7	26·5	31·4	17·0	53·75	54·66	53·38	013	+20 1
7·1	+ 63·4	45·9	29·6	116·6	96·16	104·75	86 92	108	+11·5
7 23	− 34·6	54·8	32·8	39·0	139·50	147·91	135·42	052	− 3·5
7·29	+ 47·2	32·2	30·0	101·0	207·34	213·42	195·46	052	+10·0
7 30	+ 61·0	41·5	30·3	118·8	151·92	162·34	137·33	096	+11·3
8 1	+ 87·8	62·2	31·8	139·0	117·67	130·66	102·59	139	+ 6·5
8·3	+113·5	85·0	33·3	150·0	29·66	34·16	28·00	120	+ 4·2
8·24	+ 3·2	29·6	28·6	7·5	88·21	95·91	83·40	056	+75·4
8·26	+ 16·4	24 0	29·3	36·5	98·66	106·12	100·34	044	+44·7
8·28	+ 57·2	36·2	32·0	116·5	62·92	65·25	57·17	078	+ 5·0
8·29	+ 69·6	46·0	32·1	127·8	150·75	162·83	133·52	114	+ 3·9
8 30	+ 83·6	56 8	34·0	137·0	103·78	119·12	96·68	125	+ 6·9
8·31	+ 96·8	68·0	34·8	142·6	103·84	124·00	95·33	158	+ 0·7
9·18	− 59·9	76·3	29·0	51·0	36·25	39·67	33·68	094	+ 1·2
9·20	− 33·7	55·0	27·7	31·8	136·34	141·50	130·67	046	+ 3·2
9·21	− 20·8	45·9	27·7	20·0	146·66	154·66	147·67	037	+21·9
9·23	+ 11·8	26·2	29·5	23·2	208·66	225·00	214·83	044	+53·3
9 24	+ 23·9	22 9	30·6	52·0	161·16	174·67	164·50	048	+43·9
9 25	+ 39·3	26·3	32·3	87·7	123·00	129·16	120 00	043	+18·1
9·27	+ 53·9	32·0	33·8	111·6	100·84	110·67	97·50	077	+12·9
9·29	+ 90·8	62 6	36·5	137·0	76·17	95·50	75·50	159	−29·8
10·1	+103·0	74·0	36·9	140·5	60·75	75·84	60·92	152	− 5·7
10 2	+114·8	85·3	37·2	139·8	41·50	51·00	43·17	129	− 5·4
10·24	+ 20·9	23·5	32·0	43 0	145·33	154·34	145·66	040	+31·8
10·24	+ 32·5	22·5	33·4	69·3	125·66	134·84	123·00	056	+14·8
10·25	+ 46·0	27 0	35·0	97·3	85 17	91·84	81·50	070	+ 1·2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННОГО МАТЕРИАЛА

(Заключения)

Рассмотрение поляризационных кривых (см. приложение), построенных по таблице 17.II, окончательно, без всяких сомнений, доказывает, что свет ,отраженный от различных областей лунной поверхности, заметно поляризован. Речь может итти лишь о том, что остается выяснить—как изменяется степень поляризации лунного света в зависимости от угла фазы Луны, а также—от угла падения, отражения и азимута (см. § 13) солнечных лучей. Кроме того, большой интерес представляет выявление лунных местностей с особенно высокой или особенно низкой способностью поляризовать свет и попытка сопоставления морфологических и физических характеристик форм лунного рельефа с данными поляризационных наблюдений.

Основные выводы, полученные в результате обсуждения накопленного материала, состоят в следующем.

Подтверждается отмеченный прежними исследователями [117, 118, 119, 120, 124, 125, 131] факт зависимости степени поляризации лунного света от угла фазы Луны. Причем, почти все наблюденные нами объекты дают максимально-поляризованный свет около моментов квадратур.

Из наблюденных объектов числом 41 (см. табл. 18 I) для 16 деталей (№№ 6, 8, 9, 10, 13, 14, 17, 18, 20, 21, 23, 25, 28, 29, 30, 40) максимумы степени поляризации очень хорошо соответствуют моментам квадратуры (угол фазы +90° или −90°). 20 деталей (№№ 1, 2, 3, 4, 5, 11, 15, 16, 19, 22, 24, 26, 31, 32, 33, 34, 35, 38, 39, 41) показывают смещение максимумов поляризации относительно моментов квадратуры на несколько градусов в ту или другую сторону угла фазы. Что касается остальных 5 деталей (№№ 7, 12, 27, 36, 37), то относительно их ничего определенного нельзя сказать, поскольку не имеются наблюдения ни в первой, ни в последней четвертях. Впрочем, и на кривых поляризации света этих деталей замечается возрастание степени поляризации с приближением к квадратуре.

Сказанное здесь хорошо иллюстрируется таблицей 18.I, в 3-м столбце которой дана максимальная степень поляризации P_{max}, а в 5-м столбце—величина $\Delta\alpha$, выраженная в градусах угла фазы Луны—смещение момента максимальной степени поляризации света данного объекта, относительно момента квадратуры Величина P_{max} и $\Delta\alpha$ сняты с кривых изменений степени поляризации в зависимости от угла фазы (см. приложение). При этом, знак (+) при $\Delta\alpha$ означает, что максимум смещен по направлению возрастания, а знак (−)—по направлению уменьшения угла фазы Луны, с принятием во внимание знака этого угла.

Обращает на себя внимание следующий эффект: все детали, имеющие положительные $\Delta\alpha$, расположены в восточной (или наблюдаемой во время последней четверти) части, а с отрицательными $\Delta\alpha$ —в западной (или наблюдаемой во время первой четверти) части лунного диска (см. фото 1 и 2), кроме лишь одного объекта (26. Посидоний), который лежит в западной части Луны, но характеризуется положительным, хотя очень малым значением (+4°) величины $\Delta\alpha$.

Иначе говоря, из упомянутых объектов для тех, которые лежат в западной части Луны, максимум поляризации достигается еще до наступления момента квадратуры (первой четверти), а для лежащих в восточной части—после наступления момента квадратуры (последней

Таблица 18·I ცხრილი

Номер и название объекта ობიექტის ნომერი და სახელწოდება	D в милях D მილებში	P_{max}	P_{min}	$\Delta\alpha$	ρ
1	2	3	4	5	6
1. Залив Радуги ცისარტყელას ყურე	—	0·200	0·037	+ 7°	0 062
2. Море Кризисов (центр) კრიზისების ზღვა (ცენტრი)	—	0·188	0·033	—10	0·058
3 Море Кризисов (южная часть) კრიზისების ზღვა (სამხ ნაწილი)	—	0 177	0·042	— 6	—
4 Море Нектара (центр) ნექტარის ზღვა (ცენტრი)	—	0 176	0·036	− 20	—
5. Море Нектара (южн. часть) ნექტარის ზღვა (სამხ. ნაწილი)	—	0·159	0·046	— 8	—
6. Море Плодородия ნაყოფიერების ზღვა	—	0 200	0·026	0	—
7. Автолик ავტოლიკი	25	0·150	0·035	—	—
8. Альбатений ალბატენი	80	0·140	0·036	0	—
9. Альфонс ალფონსი	65	0·136	0·036	0	—
10. Арзахель არზახელი	60	0·132	0·041	0	—
11. Аристарх არისტარქი	27	0·160	0·028	+ 7	0·150
12. Аристилл არისტილი	53	0·148	0·036	—	—
13. Аристотель არისტოტელი	52	0·125	0·036	0	—
14 Архимед არქიმედი	50	0·161	0·030	0	0·070
15. Гассенди გასენდი	75	0·135	0·030	+10	—
16. Геродот ჰეროდოტი	23	0·141	0·042	+ 2	—
17. Гиппарх ჰიპარქი	84	0·140	0 039	0	—
18. Гримальди (северн. часть) გრიმალდი (ჩრდ. ნაწილი)	105	0·134	0·036	0	—
19. Гримальди (южн. часть) გრიმალდი (სამხრ. ნაწილი)	105	0·136	0·022	+10	0·060
20. Евдокс ევდოქსი	41	0·130	0·036	0	—
21 Катарина კატარინა	53	0·112	0·035	0	—
22. Кеплер კეპლერი	21	0·139	0·042	+ 6	—
23. Кирилл კირილე	56	0·140	0·048	0	—
24. Коперник კოპერნიკი	54	0·160	0·030	+15	0·116
25. Платон პლატონი	60	0·130	0·043	0	—
26. Посидоний პოსიდონი	62	0·122	0·039	+ 4	—
27. Прокл პროკლე	17	0·082	0·034	—	—
28. Птоломей პტოლომე	92	0·143	0·039	0	0·107

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

1	2	3	4	5	6
29. Риччоли რიჩიოლი	80	0·122	0·038	0°	—
30. Теофил თეოფილე	55	0·117	0·036	0	—
31. Тихо ტიხო	56	0·110	0·035	+10	0·173
32. Фракастор ფრაკასტორი	75	0·120	0·037	— 8	—
33. Шиккард (сев. часть) შიკარდი (ჩრდ. ნაწ.)	126	0·124	0·040	+13	0·104
34. „ (юж. часть) „ (სამხრ. ნაწილი)	126	0·115	0·040	+ 4	0·098
35. Кордильеры კორდილიერები	—	0·120	0·042	—10	—
36. Плоскогорье ЮВ от Фракастора ზეგანი ფრაკასტორის სამხ.-აღმოს.	—	0·108	0·029	—	—
37. Плоскогорье к ЮЗ от Фракастора ზეგანი ფრაკასტორის სამხ.-დასავლ.	—	0·102	0·034	—	—
38. Венец лучей вокруг Кеплера სხივების გვირგვინი კეპლერის ირგვ.	—	0·146	0·037	+ 9	—
39. Венец лучей вокруг Коперника სხივების გვირგვინი კოპერნიკის ირგვ.	—	0·146	0·037	+26	—
40. Венец лучей вокруг Тихо სხივების გვირგვინი ტიხოს ირგვლივ	—	0·108	0·041	0	—
41. Луч Тихо (к ЮВ от кр. Буллиальда) ტიხოს სხივი (კრ. ბულიალ. სამხ.-აღმ.)	—	0·156	0·038	+ 6	—

четверти), т. е. замеченное явление носит симметричный характер относительно момента полнолуния.

Объекты с нулевыми значениями $\Delta\alpha$ разбросаны по всей поверхности Луны, но, в основном, они сосредоточены в области нулевого меридиана лунного диска (от $+25°$ до $-10°$ селенографических долгот), где, при этом, нет ни одной детали с такой величиной $\Delta\alpha$, которая была бы отлична от нулевого значения.

Различные, по морфологическим и физическим свойствам, лунные объекты поляризуют свет по-разному. Именно, больше всего поляризован свет, отраженный от лунных морей, а меньше всего—отраженный от материков и горных областей. Дно кратеров и светлые лучи занимают промежуточное положение. Причем, в среднем, степень поляризации светлых лучей немного превышает степень поляризации кратеров. Так, например, средний максимум степени поляризации морей и заливов, без исключения инструментальной ошибки (паразитной поляризации), равен 18.3%, кратеров—13.2%, материков и светлых областей—11.0%, а светлых лучей—13.9%.

На рисунках 8, 9, 10, 11 и 12, с целью иллюстрации вышесказанного, приведены кривые изменения степени поляризации в зависимости от угла фазы для нескольких, различных по физическим и морфологическим свойствам, соседних областей Луны.

Вообще, сравнение максимальных степеней поляризации P_{max} некоторых лунных объектов с их отражательной способностью или фактором яркости ρ (6-й столбец таб. 18 I), взятым из работы А. В. Маркова [75] (наблюдение 10.IX. 1946 г., при угле фазы $\alpha = +6.°5$), показывает, что, в основном, подтверждается замеченная еще Лио [131] обратная, хотя грубая—не совсем строгая, зависимость величины степени поляризации от альбедо.

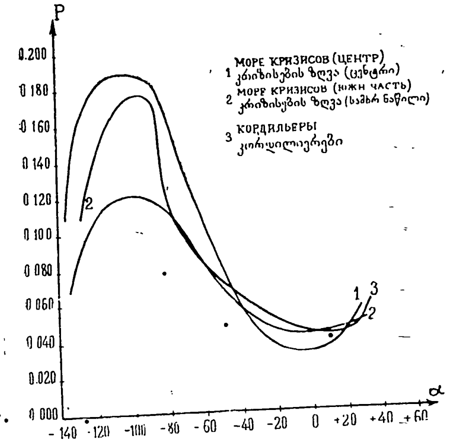


Рис. 8 ნახ.

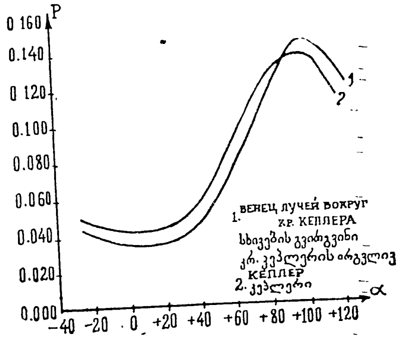


Рис 9 ნახ.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

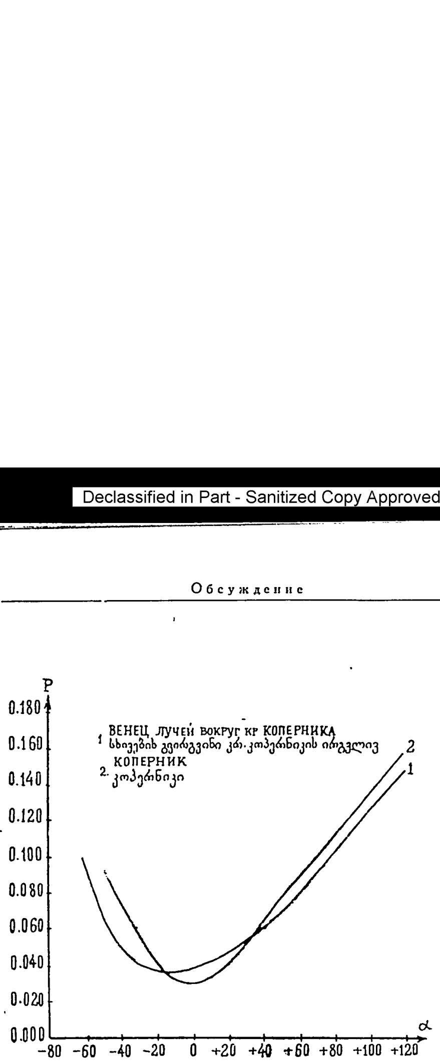


Рис. 10 ნახ.

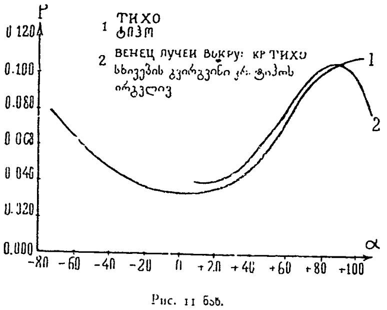


Рис. 11 ნახ.

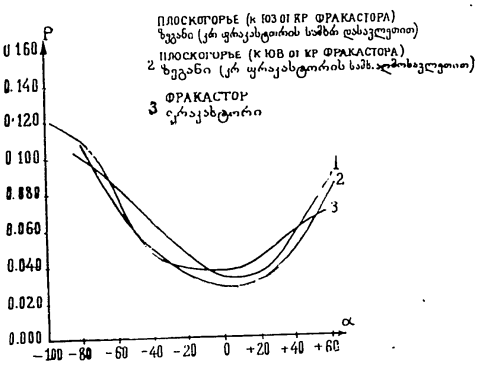


Рис. 12 ნახ.

Это обстоятельство указывает на то, что лунные объекты отличаются друг от друга не только по характеру рельефа, но и по составу вещества и геологической структуре. При этом, поскольку различный характер отраженного света должен быть обусловлен различной степенью раздробленности вещества лунной поверхности (а именно, кристаллические, зеркалообразные вещества, как показывают лабораторные исследования, дают больший эффект поляризации, чем —раздробленные) и, с другой стороны—чем моложе образование, тем менее раздробленным оно должно быть, мы можем констатировать, что лунные моря более позднего происхождения, чем другие образования.

Во время полнолуния свет, отраженный от всех наблюденных объектов, независимо от их морфологических и физических свойств и положения на лунной поверхности, показывает минимальную поляризацию (см. величины P_{min} в табл. 18 I, столб. 4). В среднем для 41 объекта Луны минимальная степень поляризации получается в размере 3.6%. Сравнение этой величины с величиной, характеризующей поляризующую способность рефлектора (4%), как будто указывает на реальность замеченной Лио, так называемой, отрицательной поляризации (см. § 6).

Последнее заключение находится в согласии с данными изучения положения плоскости поляризации света, отраженного от лунных деталей. Действительно, рассмотрение кривых изменения положения плоскости поляризации лунного света, в зависимости от угла фазы (см. приложение), показывает, что для всех объектов, при больших углах фазы, эта плоскость колеблется около экватора интенсивности в пределах ±20°, а вблизи полнолуния наблюдается ее сильный поворот (см. § 9).

В пользу заключения о реальности отрицательной поляризации говорит также рассмотрение таблицы 18.II. В этой таблице даются, с целью сравнения между собою результатов Лио [131] и наших, макси-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

мальные и минимальные степени поляризации трех, наблюденных обоими авторами, объектов Луны. Причем, минимальные степени поляризации берутся со знаком (—) в обоих случаях.

Таблица 18.II ცხრილი

Название объекта ობიექტის დასახელება	P_{max} Лиоლიო	P_{max} Джапаришвили ჯაფარიძე	P_{min} Лиоლიო	P_{min} Джапаришвили ჯაფარიძე	P_{max}(Лио)— P_{max}(Джап.)	P_{min}(Лио)— P_{min}(Джап.)
1. Море Кризисов (юж. часть) კრიზისების ზღვა (სამხრეთი ნაწილი)	0·147	0·177	—0·012	—0·042	—0·030	+0·030
2. Море Нектара (юж. часть) ნექტარის ზღვა (სამხრეთი ნაწილი)	0·121	0·159	—	—0·046	—0·038	—
3. Платон—პლატონი	—	0·130	—0·012	—0·043	—	+0·031

Как видно, разности степеней поляризации по максимумам и по минимумам отличаются знаками, но в среднем они находятся близко друг к другу по абсолютной величине. Именно это обстоятельство кажется нам доводом в пользу реальности отрицательной поляризации.

Однако, несмотря на вышесказанное, вопрос об отрицательной поляризации, как уже говорилось в § 9, мы не считаем окончательно решенным.

Привлекает к себе внимание весьма своеобразный характер формы кривых изменения степени поляризации в зависимости от углов фазы и падения (см. стр. 129—148) для различных объектов Луны. Так, например, для кратеров Архимеда, Коперника и других, кривые имеют острый минимум около момента полнолуния, а для кратеров Кирилла, Птоломея и др., минимум кривых очень растянут.

Кривые изменения степени поляризации в зависимости от азимутального угла (см. стр. 149—157) в основном указывают на увеличение степени поляризации с возрастанием упомянутого угла, но подробное рассмотрение вопроса и здесь обнаруживает различия этих кривых для различных областей.

Отмеченные особенности отдельных объектов лунной поверхности, вероятно, обусловлены их индивидуальными физическими свойствами.

С целью обнаружения зависимости максимальной и минимальной степеней поляризации лунных объектов от их размеров, во втором столбце таблицы 18.I приведены выраженные в милях* диаметры D лунных кратеров, взятые из работы Гудакра [167]. Построенные по величинам P_{min}, P_{max} и D кривые представлены на рис. 13.

Как видно из рассмотрения рис. 13, величина минимальной степени поляризации не изменяется с изменением размера кратеров. Построенная же по величинам P_{max} и D кривая показывает, что хотя между ними нет ярко выраженной зависимости, все же наблюдается некоторое уменьшение величины максимальной степени поляризации с увеличением размера кратеров.

* В связи с тем, что оказалось трудным установить какой именно милей пользовался цитируемый автор, мы решили сохранить характеристики диаметров в милях.

Последний факт, поскольку анализ поляризации отраженного света делает возможным судить об относительном возрасте отражающих поверхностей, находится в согласии с так называемым морфологическим законом соотношений днищ лунных кратеров «меньше-моложе-ниже», установленным Леви и Пюизё ([19], стр. 152—153) и указывающим на эндогенное (вулканогенное) происхождение лунного рельефа.

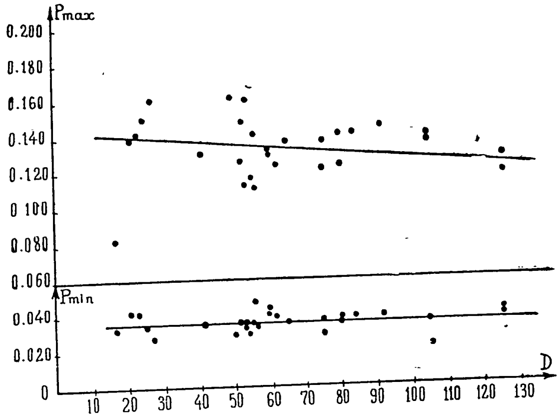


Рис. 13 ნახ.

В свете полученных нами результатов исследования поляризационных свойств лунных деталей, основанного на больших рядах электрофотометрических измерений, рисуется дальнейшее направление работ в этой области. Главными чертами последнего должны явиться:

а) Перенесение поляризационных наблюдений с рефлектора на рефрактор, с целью освобождения от вредного влияния паразитной поляризации, вызываемой отражением света от поверхностей зеркал рефлектора. О намерении практического осуществления такого мероприятия в Абастуманской обсерватории, мы уже говорили в § 9.

б) Использование для наблюдений созданного в последнее время молодым советским ученым В. И. Мюхкюря [168] дифференциального самопишущего электрофотометра, в котором, кроме ряда других преимуществ перед существующими электрофотометрами, осуществлена идея проф. А. В. Маркова [75] так называемого «окуляра наводки». Применение такого окуляра даст возможность следить во время промера за точностью наводки на нужную деталь Луны, что существенно сократит время наводки и повысит точность наблюдений*.

в) Применение в современных условиях для поляризационного исследования поверхности Луны вновь выдвигаемого и развиваемого

* Электрофотометр системы В. И. Мюхкюря в Абастуманской обсерватории в настоящее время уже установлен.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Ю. Н. Липским [169, 170] метода Н. А. Умова [171, 172, 173]. Этот метод основан на обнаруженном самим Н. А. Умовым явлении—так называемого «эффекта Умова», еще раз исследованном и объясненном в 1950 г. А. С. Топорец [174].

Метод Умова обладает большой чувствительностью и позволяет получить характеристику изменения поляризации диффузно отраженного света по спектру.

г) Производство широко задуманных поляризационных наблюдений света, отраженного от поверхностей земных веществ, с целью определения природы лунной поверхности, посредством сравнения таких наблюдений с аналогичными наблюдениями деталей Луны. При этом, конечно, следует принимать во внимание критические замечания, сделанные Ю. Н. Липским [44] относительно проведенных раньше различными авторами отождествлений состава лунной поверхности с земными образцами.

Здесь же надо добавить, что для петрографического исследования лунной поверхности следует осуществить совместное применение фотометрических, колориметрических и поляриметрических наблюдений, по примеру, осуществленному В. В. Шароновым [175] и относящемуся к отмеченным здесь первым двум видам наблюдений.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность за руководство доктору физико-математических наук, профессору А. В. Маркову, весьма ценные советы которого значительно способствовали успеху работы.

Апрель, 1955 г.

ЛИТЕРАТУРА — ლიტერატურა

1. Ломоносов М. В., Явление Венеры на Солнце, наблюденное в Санктпетербургской императорской Академии Наук мая 27 дня 1761 года. С.-Петербург, 1761, соч., т. V, 113, 1902.
2. Бредихин Ф. А., О хвостах комет, М., 1862 (2 изд. М.—Л., 1934).
3 Белопольский А. А., О вращении Юпитера, С.-Петербург, 1909.
4. Белопольский А. А., Исследование смещения линий в спектре Сатурна и его кольца. С.-Петербург, 1895, (см. также Изв. СПБ АН, т. 3, № 4).
5. Тихов Г. А., Изв. РАО, XVI, 172, 1910
6 Тихов Г. А., Изв. РАО, XVII, 169, 1911.
7 Фесенков В. Г., Публ. Харьк. обс, № 9, 1, 1917
8. Барабашев Н. П., Исследование физических условий на Луне и планетах, Харьков, 1952.
9. Амбарцумян В. А., Уч. зап. ЛГУ, № 82, 64. 1941.
10. Амбарцумян В. А, АЖ, XIX, № 5, 30, 1942.
11. Соболев В В., Усп. астр. наук, VI, 250. 1954.
12. Фесенков В Г. и Масевич А. Г, АЖ, XXVIII, 5, 317, 1951.
13. Труды первого совещ. по вопр космогонии, изд. АН СССР, М., 1951
14 Вопросы космогонии, т. III, Изд. АН СССР, М., 1954.
15 Тихов Г. А., Астроботаника, Изд. АН Каз. ССР, Алма-Ата, 1949.
16. Шмидт О Ю., Четыре лекции о теории происхождении Земли, 2-ое изд. М.—Л., 1950.
17 Вопросы космогонии, т. I, Изд. АН СССР, М., 1952
18. Франц Ю., Луна (перев. с нем.), ГИЗ, М.—Л., 1923
19 Хабаков А. В, Об основных вопросах истории развития поверхности Лучы. Гос. изд. геогр. лит., М., 1949, (Записки всес. геогр общ., новая серия т 6)

20. Фаут Ф., Природа Луны, С.-Пет., 1911.
21. Баев К. Л. и Шишаков В. А., Луна, Изд. АН СССР, М.—Л., 1941.
22. Loewy M. et Puiseux P., Atlas photographique de la Lune, Paris, 1894.
23. Гальперсон С., Атлас Луны Изд. Научного книгоиздательства, Петроград. 1918.
24 Петрушевский Ф. Ф., Журн. Русск. хим. и физ. общ., 5, 219, 1873.
25. Барабашев Н. П., AN, 221, № 18 (5298), 289, 1924.
26 Барабашев Н. П., AN, 217, № 23 (5207), 445, 1922.
27. Марков А. В., Изв. РАО, 25, № 1—4, 91, 1923.
28 Markov A. and Barabaschev N, PAJK. III, 1, 55, 1926. AN, 226, No. 9 (5409), 129. 1926.
29. Козырев Н. А., ДАН СССР, LXXIX, № 2, 217, 1951.
30. Марков А. В., Изв. ГАО, № 149, 64, 1952.
31. Марков А. В, Мироведение, т. XI, 128, 1922.
32. Марков А. В., Природа, № 9, 12, 1951
33. Марков А. В., Мироведение, т. XII, 173, 1923.
34. Вегенер А., Происхождение Луны и ее кратеров М.—Л., 1923.
35. Сабанеев П. Ф., Бюлл ВАГО. № 13 (20), 7, 1953.
36. Баев К. Л. и Шишаков В. А., Луна, Изд. АН СССР, М.—Л., 1941.
37 Baldwin R. B., The face of the mcon. Chicago, 1948.
38. Фесенков В Г., Изв. РАО, XXII, № 8. 239, 1917.
39. Павлов А. П., Вулканы на Земле и вулканические явления во вселенной. Изд. Карбасникова, СПБ, 1899, (см. также—«Мир божий», № 3/4, 1899).
40. Spurr I E.. Geology applied to selenography. 1944.
41 Шаронов В. В., Научн. Бюлл. ЛГУ, № 30, 3, 1952.
42. Станюкович К. П, Метеоритика, № 7, 39, 1950.
43. Липский Ю. Н., ДАН СССР, т. LXV, № 4, 465, 1949.
44. Липский Ю. Н., Труды ГАИШ, т. XXII, 67, 1953.
45. Каримов М. Г., (выступление). Труды сект. астроботаники, т. II, 146, 1953.
46. Фесенков В. Г., Проблема эволюции Земли и планет. Изд. АН Каз. ССР. Алма-Ата, 1950.
47. Фесенков В. Г., Современные представления о вселенной. Изд. АН СССР, Алма-Ата, 1950.
48. Фесенков В. Г., Космогония солнечной системы, Алма-Ата, 1945.
49. Болдырев Н. Г., Теоретическая фотометрия, Л., 1938.
50. Фабри Ш., Общее введение в фотометрию, 1934.
51. Schönberg E., Theoretische Photometrie,—Handbuch der Astrophysik Bd. 2, Teil 1, Berlin, 1929
52. Курс астрофизики и звездной астрономии, т. I, Гос. изд. техн.-теорет. лит, М.—Л., 1951.
53. Тихов Г. А., Астрофотометрия, Пг., 1922.
54. Курс астроф. и зв. астрономии, т II, ОНТИ, Л.—М., 1936.
55. Тихов Г. А., Основы виз. и фотогр фотометрии, Алма-Ата, 1950
56. Müller G, Die Photometrie der Gestirne. Leipzig, 1897.
57. Graff K., Die phyzische Beschaffenheit des Planetensystems. Handb. Astroph., 4, Berlin, 1929
58. Strömgren B., Aufgaben. und Probleme der Astrophotometrie. Handb. exp. Fhys. 26, Leipzig, 1937.
59. Сытинская Н. Н., Абсолютная фотометрия протяженных небесных объектов. Л., 1948.
60. Шаронов В В., Успехи астр. наук, т VI, 181, 1954.
61. Барабашев Н. П., Астрономия в СССР за 30 лет. Огиз, М.—Л., 71, 1948.
62. Барабашев Н. П., Публ. Харьк. обс., 1, 35, 1917.
63. Марков А. В., AN, 221. № 5285. 65, 1924.
64. Марков А. В, РАЖ, т. IV, 60, 1927.
65 Барабашев Н. П., Публ. Харьк. обс., № 1, 35, 1927.
66. Шаронов В. В., Уч. зап. ЛГУ, № 31, 28, 1939.
67. Барабашев Н. П., и Чекирда А. Т., Уч. зап ХАО, № 8, 1948.
68. Федорец В. А., Уч. зап. ХГУ, т X, II, 49, 1952.
69. Шаронов В В., Уч. зап. ЛГУ, № 53, 5. 1940
70. Чекирда А Т., Бюлл. АО ХГУ, № 1(6), 5, 1946.
71 Фесенков В. Г., Штауде Н. М и Паренаго П. П., Труды ГАИШ, 4, 1, 1, 1928.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

72. Wirtz C., AN, **201**, 289, 1915.
73. Benet S. L., Aph. J., **88**, 1, 1938.
74. Öpik E., Publ. de l'Observ. astron. de l'université de Tartu, 26, 1, 1920.
75. Марков А. В., Бюлл. Абаст. астрофиз. обс., № 11, 107, 1950.
76. Барабашев Н. П. и Чекирда А. Т., АЖ, т. XXII, 1, 11, 1945. Бюлл. АО ХГУ, № 5, 3, 1944.
77. Орлова Н. С., Уч. зап. ЛГУ, № 153, 166, 1952.
78. Сытинская Н. Н. и Шаронов В. В., Уч. зап. ЛГУ, № 153, 114, 1952.
79. Сытинская Н. Н., АЖ, XXX, № 3, 295, 1953.
80. Радлова Л. Н., АЖ, XX, № 5—6, 1, 1943.
81. Орлова Н. С., Вестн. ЛГУ, № 2, 77, 1954.
82. Борисова А. П., Вестн. ЛГУ, № 8, 89, 1953.
83. Сытинская Н. Н. и Шаронов В. В., Вестн. ЛГУ, № 9, 97, 1952.
84. Никонова Е. К., Изв. Крым. АО, т. IV, 114, 1949.
85. Russell H. N. Aph. J., **43**, 111, 1915.
86. Хабаков А. В., Изв. Всесоюзн. общ., 84, 315, 1952.
87. Петрушевский Ф. Ф., AN, 91, 207, 1878.
88. Петрушевский Ф. Ф., Ж. Рус. хим. и физ. общ., 5, 401, 1875.
89. Тихов Г. А., Изв. Гл. АО, 6, № 62, 1914.
90. Тихов Г. А., РАЖ, 27, 136, 1924.
91. Барабашев Н. П., РАЖ, 1, вып. 3—4, 44, 1924.
92. Радлова Л. Н., Уч. зап. ЛГУ, вып. 11, № 82, 99, 1941.
93. Марков А. В., Изв. АН Каз. ССР, № 90, вып. 1—2, 92, 1950.
94. Барабашев Н. П., АЦ АН СССР, № 127, 9, 1952; Цирк. ХАО, № 12, 3, 1953; Природа, № 12, 88, 1953.
95. Шаронов В. В. Научн. бюлл. ЛГУ, № 30, 5, 1952.
96. Фесенков В. Г., AN, **236**, 7. 1929.
97. Keenan P., Publ. ASP, **43**, 203, 1931.
98. Wilsing I. and Scheiner L., Publ. Obs. Potsdam, **61**, 1, 1909; **77**, 1, 1921.
99. Miethe A. und Seegert B., AN, **188**, 9, 239, 371, 1911.
100. Будникова Н. А., Вестн. ЛГУ, № 8, 81, 1953.
101. Сытинская Н. Н., Природа, № 9, 93, 1952.
102. Марков А. В., Природа, № 9, 12, 1951.
103. Pettit and Nicholson, Aph. J. **71**, 102, 1930, **91**, 408, 1940.
104. Adel A., Aph. J., **103**, 19, 1946.
105. Dicke R., Beringer R.. Aph. J. **103**, 375, 1946.
106. Piddington I., Minnett M., Austr. J. sci. res. ser. A, **2**, 63, 1949.
107. Папалекси Н. Д., УФН, XXIX, 3—4, 250. 1946.
108. Bay Z., Hungarica physica acta, **1**, 1, 1946.
109 Mofenson I., Electronics, **19**, 4, 92, 1946.
110 Kerr F., Schain G., Higgins C., Nature **163**, 310, 1949.
111 Шкловский И. С., Радиоастрономия (популярный очерк), Изд. гос. техтеор. лит., М., 1953.
112 Марков А. В., АЖ, XXV, 3, 172, 1948.
113. Ловелл Б и Клегг Дж., Радиоастрономия (перев. с англ.). Изд. Ин. лит. М.. 1953.
114. Борн М., Оптика (перевод с немецкого), Гос. научн.-техн. изд. Украины, Харьков-Киев, 1937.
115. Ландсберг Г. С., Оптика, Гос. изд. техн.-теорет. лит., М., 1952
116 Фриш С. Э. и Тиморева А. В., Курс общей физики, т III, Гос. изд-техн.-теорет. лит., М., 1952.
117. Arago, Oeuvres. t. 10, p. 564. Astr. populaire. t. 3, p. 463.
118. Secchi, MN, **19**, 290, 1859; AN, **52**, 93, 1860
119. Ross. Proceed. of Royal Dublin Univ-ty. t. 1, p. 19, 1878
120. Landerer J. J., CR, t 109, p. 360, 1889.
121. „ CR, t. 111, p. 214, 1890.
122. „ CR, t. 150, p. 1164, 1910.
123 Salet. L., Astronomie, p 256, juin 1920.
124. Барабашев Н П, AN, Bd. **229**. № 5473, 7, 1927.
125. Wright. F. E., Wash. Nat. Acad Pros. **13**, 535, 1926
126 Arago. CR. t. 18. p. 1119, 1844.
127. Zantedeschi, CR, t. 19. p. 1318, 1844
128. Freeman, Nature, t. 15, p. 398, 1877.

129. Чировинский П. Н., Изв. РОЛМ, т. 6, № 5 (29), 271, 1917.
130. Salet, L'Astronomie, juin 1920. p. 256.
131. Lyot B., Ann de l'Obs. de Paris. Sect. de Meudon, t. 8, fasc. 1, 1929 (см. также: CR, **177**, p. 1015, 1923; **178**, p. 1796, 1924; **179**, p. 671, 1924; **180**, p. 1165, 1925; **182**, p. 226, 1926.
132. Кавpайский В. В., ЖЭТФ, т. 20, вып. 7, 619, 1919.
133. Тумерман Л., ДАН СССР, LVIII, № 9, 1947.
134. Фесенков В. Г., и Крамер О. П., ДАН СССР, т. XL, № 4, 1943.
135. Фесенков В. Г. АЖ, XII, 4. 309, 1935.
136. Lyot B. et Dollfus A. CR **228**, 1773, 1949
137. „ „ CR **229**, 1277, 1949
138. Dollfus A., CR. **234**, 2046, 1952.
139. „ CR. **235** 1013, 1952.
140. Thaler, Annalen der Physik, Bd. (4) 11, 996, 1903.
141. Stebbins and Brown., Aph. J., **26**, 326, 1927.
142. Rougier G, Ann. d'obs. de Strasburg, t. 2, 3, F., 255, 1933; BSAF **48**, 220, 281, 1934.
143. Rougier G., CR, **202**, 463, 1936; Ann. d'observ. de Str., t. 5-e F., 1937.
144. Calder W., Ann. Harv. obs., 105. Tercentenary papers Nos. 22, 445. 1938.
145. Куликовский П. Г., Труды ГАИШ, 13, 1941.
146. Никонов В. Б. и Куликовский П. Г., АЖ XVI, № 4, 1939.
147. Никонов В. Б., Бюлл. Абаст. астрофиз. абс., № 17, 29, 1954.
148. Джапиашвили В. П., Бюлл. Абаст. астрофиз. обс., № 17, 29, 1954.
149. Hiltner W. A., Aph. J, 109, No. 3, 1949.
150. Домбровский В. А., Докл. АН Арм. ССР, 12, № 4, 1950.
151. Hiltner W. A., Aph. J., 114. No. 2, 1951
152. Домбровский В. А. ДАН СССР, XXCII, № 4, 1952.
153. Домбровский В А., АЖ, XXX, 86, 1953.
154. Рожковский Д А., ДАН СССР. XCV, № 1, 1954.
155. Вавилов С. И., Поляризация света. Техническая энциклопедия, т. 17, изд. 1, ОГИЗ, М., 1932 (см. также Физический словарь, т. 4, 1938, и БСЭ, т. 46, изд. 1, 1940).
156. Баранов С. С., Поляроиды и полярископы в исследовании напряжений, 1946.
157. Година Д. А., Фаерман Г. П., Журн. прикл. химии, XIV, № 3, 1941.
158. Поллард А.. УФН, XVI, 8, 1936.
159. Фаерман Г. П., Поляроиды, 1942.
160. Черный И. А., Опт. Мех. промышл., № 12, 1936.
161. Neison E., Der Mond und die Beschaffenheit und Gestaltung seiner Oberfläche Atlas. Braunchweig, 1881.
162. Tables of sunrise, sunset and twilight (supplement to the American Ephemeris, 1946) Washington, 1945.
163. Вашакидзе М. А., Бюлл. Абаст. астрофиз. обс., № 7, 2, 1943. (см. также Тр. эксп по набл. полн. солн. затм., 21. IX. 1941 г., М.—Л., 1949).
164. Кавpайский В. В., Планисфера для графического определения задач сферической астрономии, 1918, (см. также Записки по гидрографии, вып. 37, (1913).
165. Родионов С. Ф., Ошерович А. Л. и Рдултовская Е. В., ДАН СССР, XVI, № 3, 381, 1949.
166. Шилов П. И., Способ наименьших квадратов, М., 1941.
167. Goodacre W., Memoirs of the British astr. assoc., v. 32. part 2, 23, 1936.
168 Мюхкюря В. И., Дифференциальный самопишущий электрофотометр для измерения яркости, цвета и поляризации небесных объектов (автореферат кандидатской диссертации), Л., 1954.
169. Липский Ю. Н., Сообщения ГАИШ, № 96, 25, 1954.
170. Липский Ю. Н., Вест. МГУ, 2, 41, 1954.
171. Умов Н. А., Physikalische Zeitschrift, 6, 674, 1905.
172. Умов Н. А., „ „ 8, 258, 1909.
173. Умов Н А., „ „ 13, 962, 1912.
174. Топорец А. С., ЖЭТФ, 20, 390, 1950.
175 Шаронов В. В., АЖ, XXI, 442, 1954.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

მთვარის ზედაპირის წარმონაქმნთა პოლარიზაციული თვისებების გამოკვლევა ელექტროფოტომეტრული გაზომვების მიხედვით

ვ. ჯაფიაშვილი

(რ ე ზ უ მ ე)

შრომა შედგება შესავლის, ოთხი თავისა და დასკვნისაგან.

შესავალში გადმოცემულია მზის სისტემის სხეულების, კერძოდ — მთვარის, შესწავლის პრობლემის მნიშვნელობა კოსმოგონიური საკითხების აქტიური დამუშავებისათვის. გაკეთებულია მიმოხილვა ყველაზე უფრო მნიშვნელოვანი შრომებისა, რომლებიც შესრულებული იყო რევოლუციამდელი რუსი [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7], და აგრეთვე, საბჭოთა [8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15] მეცნიერების მიერ პლანეტთმცოდნეობის დარგში. გადმოცემულია მოცემულ შრომაში დასმული ამოცანა: მთვარის ზედაპირის დეტალების პოლარიზაციის შესწავლა ელექტროფოტომეტრული დაკვირვებების საფუძველზე. აღნიშნულია, რომ მთვარის ზედაპირის შემადგენელ ნივთიერებათა განსაზღვრისათვის გამოყენებული ასტროფიზიკური მეთოდებიდან ერთ-ერთი ყველაზე უფრო მოხერხებული და მნიშვნელოვანია პოლარიზაციული მეთოდი, რომელიც უკანასკნელ დროს სულ უფრო ხშირად გამოიყენება მთვარის ფიზიკური ბუნების გამოსაკვლევად.

ნაშრომის პირველ თავში განხილულია მთვარის ზედაპირის გამოკვლევის პრობლემები და მეთოდები. მოტანილია საკითხის მოკლე ისტორია და აღწერილია მთვარის ზედაპირის რელიეფის თავისებურებანი. შემდეგ, განხილულია მთვარის რელიეფის მორფოლოგიურ თავისებურებათა ასახსნელად შექმნილი ძირითადი ჰიპოთეზები. აღნიშნულია, რომ ყველაზე უფრო ახლოსაა სიმართლესთან და, ამიტომ, გავრცელებულიცაა მეტეორიტული და ვულკანური ჰიპოთეზები, რომლებმაც გამოიწვიეს ამჟამადაც მიმდინარე გრძელი პოლემიკა. მოკლედ მოყვანილია ა. ვ. ხაბაკოვის [19] თეორია მთვარის რელიეფის სხვადასხვაგვარი ფორმების წარმოშობის შესახებ. დაბოლოს, განხილულია მთვარის ზედაპირის გამოსაკვლევად გამოყენებული სხვადასხვა მეთოდები და მოყვანილია ძირითადი შედეგები მთვარის დეტალების არეკვლის უნარიანობის, სპექტრისა და ფერითი მახასიათებლების შესახებ.

მეორე თავი მიძღვნილია მთვარის სინათლის პოლარიზაციის საკითხის განხილვისადმი. მოყვანილია ზოგიერთი ცნობა ორი გარემოს საზღვარზე არეკვლილი და გარდატეხილი სინათლის პოლარიზაციის თეორიიდან. მოცემულია ფართო მიმოხილვა მთვარის ზედაპირიდან არეკვლილი სინათლის პოლარიზაციის გამოკვლევისადმი მიძღვნილი შრომებისა, რომლებიც შესრულებული იყო ადრინდელი მკვლევარების მიერ. კერძოდ, განხილულია არაგოს [117], სეკის [118], თ. თ. პეტრუშევსკის [24], როსის [119], ლანდერერის [120, 121, 122], ნ. პ. ბარაბაშევის [124], ლიოს [131], ვ. გ. ფესენკოვისა და ო. პ. კრამერის [134], ი. ნ. ლიპსკის [43, 44], დოლფუსის [139] და სხვათა შრომები.

აღნიშნულია, რომ აქამდე დაგროვილი მთელი მასალა მიღებულია ვიზუალური ან ფოტოგრაფიული მეთოდებით და, ამიტომ, მას გააჩნია დაბალი სიზუსტე იმ მასალასთან შედარებით, რისი მოცემაც შეუძლია უფრო სრულყოფილ და ზუსტ ფოტოელექტრულ მეთოდს. ეს მასალა არადამაკმა-

ყოფილებელია აგრეთვე მთვარის ზედაპირის ბუნების განსაზღვრისათვის მისი გამოყენების თვალსაზრისითაც, რადგანაც იგი ძირითადად შეიცავს სინათლის პოლარიზაციის მხოლოდ საშუალო მნიშვნელობებს, მიღებულს მთვარის ზედაპირის მცირერიცხოვანი და დიდი ფართის მქონე არეების გაზომვით. გარდა ამისა, არსებული დაკვირვებები განაწილებულია არათანაბრად მთვარის ფაზების მიხედვით. ეს საშუალებას არ იძლევა აიგოს ფაზის კუთხეზე დამოკიდებულებით პოლარიზაციის ხარისხის ცვლილების ზუსტი მრუდები, რომლებიც საჭიროა დედამიწის ქანების ასეთივე მრუდებთან შესადარებლად.

ადრინდელი დაკვირვებების ნაკლად ისიც უნდა ჩაითვალოს, რომ დამკვირვებლები არ იძლეოდნენ მთვარის ზედაპირზე დაცემულ და არეკვლილ სხივებს შორის აზიმუტის კუთხეს, რომლის გავლენაც მთვარის სინათლის პოლარიზაციის ხარისხზე აუცილებლად უნდა იქნეს მიღებული მხედველობაში. საჭიროა აგრეთვე აღინიშნოს, რომ არავითარ შემთხვევაში არაა საკმარისი არსებული მონაცემები მთვარის სხვადასხვა ობიექტებიდან არეკვლილი სინათლის პოლარიზაციის სიბრტყის ორიენტაციის შესახებ. ამის გამო დღემდე გადაუჭრელად ითვლება საკითხი მთვარის სინათლის ეგრეთ წოდებული უარყოფითი პოლარიზაციის შესახებ.

მესამე თავში აღწერილია წინამდებარე სამუშაოს შესრულებისას გამოყენებული აპარატურა და დაკვირვების ფოტოელექტრული მეთოდი. დაკვირვებითი მასალის დაგროვება წარმოებდა აბასთუმნის ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში, კარგად ცნობილ პირველ საბჭოთა სავარსკვლავო ელექტროფოტომეტრზე, რომელიც კონსტრუირებულია ვ. ბ. ნიკონოვისა და პ. გ კულიკოვსკის [146, 147] მიერ და დადგმულია ნ. გ. პონომარიოვის მიერ აგებულ 330 მილიმეტრიან რეფლექტორზე. ამავე თავში მოყვანილია რეფლექტორისა და გამოყენებული პოლაროიდის პოლარიზაციულ თვისებათა გამოკვლევის შედეგები.

დაკვირვებისათვის გამოყენებული ინსტრუმენტის — რეფლექტორის მაპოლარიზებელი უნარიანობის გამოკვლევამ, იმ მიზნით, რომ გამომჟღავნებულიყო მთვარის დაკვირვებებში უთუოდ შეპარული სისტემატური ცდომილება, გამოწვეული რეფლექტორის სარკეების გავლენით, უჩვენა, რომ ინსტრუმენტი აპოლარიზებს ბუნებრივ სინათლეს 4%-ით. გაკეთებულია ცდა მთვარის ობიექტების პოლარიზაციულ დაკვირვებებში ტელესკოპის მაპოლარიზებელი თვისების გავლენით შეტანილი ცდომილების გამორიცხვის შესაძლებლობის დასადგენად.

მიღებულია, რომ სხვადასხვა შემთხვევებში, მთვარის ფაზის კუთხეზე დამოკიდებულებით, რეფლექტორის სარკეები მოქმედებენ სხვადასხვანაირად მთვარის სინათლის პოლარიზაციის ხარისხის სიდიდეზე და პოლარიზაციის სიბრტყის მდებარეობაზე. თუ კვადრატურების მახლობლად პოლარიზაციის ხარისხი ყოველთვის დიდდება ინსტრუმენტის პარაზიტული პოლარიზაციის გავლენით, სავსე მთვარეობისას, პირიქით, ზოგჯერ ადგილი აქვს მის შემცირებას. ეს გარემოება შესაძლებელია მიუთითებდეს პირველად ლიოს [131] მიერ შენიშნულ უარყოფითი პოლარიზაციის ეფექტზე.

დაკვირვებისათვის გამოყენებული ჰერაპატიტული პოლაროიდის გამოკვლევამ, მისი სპექტრული გამჭვირვალობისა და მაპოლარიზებელი თვისების განსაზღვრის მიზნით (იხ. ცხრილი 10. I და მრუდები 3 და 4), დაგვანახვა,

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

რომ ხსენებული პოლაროიდის გამოყენება ანალიზატორად, აბასთუმნის ელექტროფოტომეტრით პოლარიზაციული დაკვირვებებისას, სავსებით გამართლებულია.

მეოთხე თავი შეიცავს დაკვირვებით მასალას. წინამდებარე შრომაში გამოყენებული მასალის დაგროვება წარმოებდა აბასთუმნის ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში სამი წლის განმავლობაში, 17. X. 1950 წლიდან 25. X. 1953 წლამდე. მთვარის ზედაპირზე პოლარიზაციის განაწილების შესასწავლად დაკვირვება ხდებოდა 45 ობიექტზე, მაგრამ საბოლოო დამუშავებისათვის შერჩეული იქნა 41 ობიექტი, რომლებიც ცოტად თუ ბევრად თანაბრად არიან განაწილებულნი მთვარის დისკოს ხილულ ნაწილზე. მისწრაფება, მთვარის რაც შეიძლება მეტი ობიექტების დასაკვირვებლად, შეზღუდული იყო დაკვირვებისათვის გამოყენებული მეთოდის ხასიათით, რაც იმაში მდგომარეობს, რომ ფოტოელექტრული მეთოდი საშუალებას არ იძლევა ერთდროულად იქნეს დაკვირვებული ერთზე მეტი დეტალი. ეს გარემოება, როგორც ცნობილია, წარმოადგენს ფოტოელექტრული მეთოდის სერიოზულ ნაკლს იმ აზრით, რომ მასობრივი დაკვირვებითი მასალის მისაღებად საჭირო ხდება დიდი დროის დახარჯვა.

მთვარის ზედაპირის გაზომილი არეები დანაწილებული იყო ოთხ ჯგუფად: I. ზღვები და ყურეები;

II. კრატერთა ფსკერები;

III. მატერიკები და მთაგორიანი ადგილები;

IV. ნათელი სხივები.

11.I ცხრილში მოცემულია მთვარის ზედაპირის ყველა დაკვირვებული ობიექტის რიგითი ნომერი, სახელწოდებანი და სელენოგრაფიული კოორდინატები (φ — განედი; λ — გრძედი). გარდა ამისა, ეს ობიექტები აღნიშნულია შრომაში მოყვანილ მთვარის სურათებზე (იხ. ფოტო 1 და 2).

მთვარის დაკვირვებული დეტალების კოორდინატების გაიგივება წარმოებდა ნეისონის [161] რუკების მიხედვით. დეტალების უმრავლესობის კოორდინატები ემთხვევა სხვა ავტორების მიერ ადრე გამოკვლეული დეტალების კოორდინატებს, რაც საშუალებას იძლევა მოცემული პოლარიზაციული დაკვირვებანი შედარებულ იქნეს როგორც ანალოგიურ, ისე არეკვლის უნარიანობის, ფერისა და მთვარის ზედაპირისათვის დამახასიათებელი სხვა თვისებების გამოსაკვლევად წარმოებულ დაკვირვებებთან.

ამ შრომაში მოყვანილი პოლარიზაციული დაკვირვებები წარმოებდა მთვარის ყველა ფაზაში, მოცემულ მომენტში ხილულ ყველა შერჩეულ დეტალებზე, როცა ეს შესაძლებელი იყო. მაგრამ ცხადია, რომ უამინდობის ან სხვა რაიმე მიზეზის გამო, ერთი ღამის განმავლობაში ყოველთვის არ ხერხდებოდა ყველა შერჩეული დეტალის დაკვირვება.

ბინდის ძლიერ პოლარიზებულ სინათლესთან მთვარის სინათლის შერევის თავიდან აცილების მიზნით, მკაცრად იყო დაცული წესი, რომლის მიხედვითაც მთვარის ობიექტების დაკვირვებები ყოველთვის იწყებოდა და მთავრდებოდა ასტრონომიული ბინდის დამთავრების შემდეგ და დაწყების წინ, შესაბამისად. ასტრონომიული ბინდის დაწყებისა და დამთავრების მომენტების გამოთვლა ხდებოდა სპეციალური ცხრილების [162] მიხედვით.

აღწერილია მთვარის ზედაპირიდან არეკვლილი სინათლის პოლარიზაციის ხარისხისა და პოლარიზაციის სიბრტყის მდებარეობის განსასაზღვრავად გამოყენებული მეთოდი. პოლარიზაციის ხარისხი და მიმართულება ისაზღვრებოდა აკად. ვ. გ. ფესენკოვის [135] მიერ გამოყვანილი ფორმულებით (12.2) და (12.3), სადაც p არის პოლარიზაციის ხარისხი, ω — კუთხე მთვარის სინათლისა და პოლაროიდის პოლარიზაციის სიბრტყეებს შორის, ხოლო სიდიდეები a, b და c წარმოადგენენ სინათლის დაკვირვებულ ინტენსივობებს შესაბამისად პოლაროიდის სამი მდებარეობისა, რომლებიც ერთმანეთისაგან განსხვავდებიან პოზიციურ სიბრტყეში პოლაროიდის 60°-ზე მობრუნებით.

პოლარიზაციის ხარისხის გამოსათვლელად, ნაცვლად ფორმულისა (12.2), გამოყენებული იყო ფორმულა (12.4), რომელიც მარტივად მიიღება (12.2)-დან. ფორმულა (12.4) გაცილებით უფრო ხელსაყრელია არითმომეტრით მუშაობისას, ვიდრე (12.2), გარდა ამისა, ფორმულა (12.4) საშუალებას იძლევა პოლარიზაციის ხარისხის P-ს მოსაძებნად მუშაობის პროცესში შედგენილი იქნეს ცხრილი $A = 12\,\frac{ab + ac + bc}{(a + b + c)^2}$ სიდიდეზე დამოკიდებულებით, რაც მნიშვნელოვნად ამცირებს გამოთვლისათვის საჭირო დროს, რადგანაც მთვარის სხვადასხვა ობიექტებს a, b და c სიდიდეების სხვადასხვა მნიშვნელობებისათვის, ხშირად აქვთ ერთნაირი A (გარკვეული სიზუსტით) და, მაშასადამე, ერთნაირი p.

მთვარის წარმონაქმნების ფოტოელექტრული ფოტომეტრით დაკვირვებისას, პოლაროიდის გამოყენებით, სიდიდეები a, b და c წარმოადგენენ დიაფრაგმის მიერ მთვარის დისკოზე ამოკვეთილი გარკვეული ფართის სიკაშკაშეებს პოლაროიდის სამი, ერთმანეთისაგან 60°-ით განსხვავებული, მდებარეობისათვის. მაგრამ, რამდენადაც გალვანომეტრის ისრის გადახრა პირდაპირ პროპორციულია დასაკვირვებელი ობიექტის სიკაშკაშისა, სავსებით შესაძლებელია ფორმულებში (12.4) და (12.3) ნაცვლად a, b და c შევიტანოთ მათი შესაბამისი გადახრები და გამოვითვალოთ პოლარიზაციის ხარისხი p და კუთხე ω.

მოყვანილია ფაზის α, დაცემის i, არეკვლის ε და აზიმუტის Θ კუთხეების გამოსათვლელი ცნობილი ფორმულები (13.1), (13.2), (13.3) და (13.4) სათანადო ნახაზით (იხ. ნახ. 7), სადაც φ და λ არიან მთვარის ობიექტის სელენოგრაფიული განედი და გრძედი, φ_t და λ_t — დედამიწის სელენოგრაფიული განედი და გრძედი, φ_s და λ_s-მზის—სელენოგრაფიული განედი და გრძედი.

აღწერილია დაკვირვების მეთოდიკა და დამუშავების წესი. მთვარის ობიექტების პოლარიზაციის გაზომვა წარმოებდა ელექტროფოტომეტრთან არსებული ყველაზე უფრო მცირე ზომის, ეგრეთ წოდებული „მთვარის“, დიაფრაგმის გამოყენებით. ამ დიაფრაგმის დიამეტრის ხაზობრივი ზომა ეტოლება 0.3 მმ, რაც რეფლექტორის მასშტაბისათვის — 41″/ მმ, შეესაბამება ცაზე დასაკვირვებლად გამოყოფილ უბანს დიამეტრით 12″.3. მთვარის ზედაპირზე დიაფრაგმის მიერ ამოკვეთილი ფართის ასეთი კუთხური ზომა, დედამიწიდან მთვარემდე საშუალო მანძილისას, თავის მხრივ, შეესაბამება მთვარის დისკოს ცენტრალური ნაწილის არეს, დიამეტრით დაახლოებით 23 კმ.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

მთვარის სინათლის შესასუსტებლად, გარდა იმ იშვიათი შემთხვევებისა, როცა ეს აუცილებელი არ იყო (მაგალითად, ტერმინატორთან ახლოს მყოფი ობიექტების დაკვირვებისას), გამოიყენებოდა ნეიტრალური ფილტრი, რომელიც ასუსტებდა სინათლეს დაახლოებით 35-ჯერ ანუ $3^m.86$-ით ვარსკვლავიერ სიდიდეებში.

გარდა ამისა, დასაკვირვებელი ობიექტის სიკაშკაშის მიხედვით, გამაძლიერებლის გამოსასვლელში ელექტროდენი იზომებოდა ელექტროფოტომეტრის სხვადასხვა მგრძნობიარობისას, რაც მიიღწეოდა გალვანომეტრის დაშუნტვით სხვადასხვა სიძლიერით.

აღწერილია დაკვირვების წარმოების წესი და მოყვანილია დაკვირვების ჩაწერის სქემა (იხ. გვ. 64). დაკვირვების ჩაწერისა და პირველადი დამუშავების ნიმუშის საჩვენებლად მოყვანილია მთვარის ცირკის ალბატენის დაკვირვება 8–9. IX. 1952 წ. ღამით (იხ. გვ. 65).

იმისათვის, რომ მიღებული ყოფილიყო მთვარის ობიექტებიდან არეკლილი სინათლის პოლარიზაციის ხარისხისა და პოლარიზაციის სიბრტყის ორიენტაციის განსაზღვრისათვის აუცილებელი ერთი „სრული" დაკვირვება, საშუალოდ იხარჯებოდა დაახლოებით 10 — 12 წუთი.

მთვარის სინათლის პოლარიზაციის ხარისხისა და პოლარიზაციის სიბრტყის მდებარეობის გამოთვლის სიზუსტის შესაფასებლად გამოყვანილი იყო ფორმულები (15. 7) და (15.18), სადაც m_p არის პოლარიზაციის ხარისხის p-ს განსაზღვრის საშუალო კვადრატული ცდომილება; m_ω — კუთხე ω-ს განსაზღვრის საშუალო კვადრატული ცდომილება, გამოხატული გრადუსებში; $m_{max}(abc)$ — მაქსიმალური სიდიდე დაკვირვებულ ინტენსივობათა a, b და c საშუალო კვადრატული ცდომილებებიდან m_a, m_b და m_c.

(15.7) და (15.18) ფორმულების მიხედვით განსაზღვრული, 30 გამოთვლაზე დაფუძნებული (იხ. ცხრილი 15.I), პოლარიზაციის ხარისხის საშუალო კვადრატულ ცდომილებათა საშუალო სიდიდე შეადგენს $\pm$ 0.005, ხოლო პოლარიზაციის სიბრტყის მდებარეობის კუთხის საშუალო კვადრატულ ცდომილებათა საშუალო სიდიდე — $\pm 1.^\circ 7$.

დაკვირვების პირობების გაუმჯობესებას და, მაშასადამე, სიზუსტის გაზრდას ხელი შეუწყო გამოყენებული ინსტრუმენტის ზოგიერთმა გაუმჯობესებამ, როგორც, მაგალითად, პოლაროიდის მობრუნების წესის სრულყოფამ, რეფლექტორის მილის დახურვამ და რეფლექტორის გიდის პირდაპირი მილის გადაკეთებამ ტეხილ მილად.

მთვარის ობიექტებიდან არეკლილი სინათლის პოლარიზაციაზე ცის სინათლის პოლარიზაციის გავლენის გამოსარკვევად ჩატარებულია მთვარის კიდის მახლობელი ცის ფონის სიკაშკაშის სპეციალური გაზომვები პოლაროიდის სამ მდებარეობაში (იხ. ცხრილი 16.I). როგორც ჩანს, ცის ფონის სუსტი სიკაშკაშე, მთვარის სიკაშკაშესთან შედარებით, ძალზე მცირე გავლენას ახდენს (დაკვირვების სიზუსტის ფარგლებში) მთვარის სინათლის პოლარიზაციის ხარისხისა და პოლარიზაციის სიბრტყის მდებარეობის მნიშვნელობებზე.

მეოთხე თავის ბოლოში მოყვანილია დაკვირვების შედეგები: ცხრილები და მათ მიხედვით აგებული 164 მრუდი (მრუდები მოიცემა დამატების სახით გვ. 129—165). 17. I ცხრილში მოცემულია სია 148 ღამისა (მსოფლიო დროის მიხედვით დაკვირვების საშუალო მომენტებისათვის გამოთვლილი შესაბამისი

ფაზის კუთხეებით), რომელთა განმავლობაში დაგროვებულია მოცემულ შრომაში შესული და გამოკვლევისათვის გამოყენებული დაკვირვებული მასალა.

მთვარის 41 ობიექტზე სულ შესრულებულია 1371 გაზომვა საყრდენი სიდიდეებისა α, b და c, რომელთა საშუალებითაც ხდებოდა ამ ობიექტებიდან არეკლილი სინათლის პოლარიზაციის ხარისხისა და პოლარიზაციის სიბრტყის მდებარეობის გამოთვლა.

პოლარიზაციის ხარისხისა და პოლარიზაციის სიბრტყის მდებარეობის განსაზღვრის საბოლოო შედეგები ყველა დაკვირვებული ობიექტისათვის, მათი პირობითი ნომრების (იხ. ცხრილი 11 I) შესაბამისად, მოცემულია 1-დან 41-მდე რიცხვებით აღნიშნულ ცხრილებში (გვ. 75—101), რომლებიც გაერთიანებულნი არიან ერთ დიდ ცხრილში 17. II. ამ ცხრილებში, გარდა დაკვირვების თარიღისა მოიცემა: ფაზის α, დაცემის i, არეკვლის ε და აზიმუტის ψ კუთხეები. დაკვირვებული სინათლის ინტენსივობები a, b და c, შესაბამისნი პოლაროიდის მდებარეობისა 0, 60 და 120°; პოლარიზაციის ხარისხი p, გამოთვლილი (12.4) ფორმულის მიხედვით და კუთხე γ, შედგენილი მთვარის დეტალებიდან არეკვლილი სინათლის პოლარიზაციის სიბრტყისა და ინტენსივობის ეკვატორს შორის.

γ კუთხის გამოთვლა წარმოებდა კონკრეტულად მოცემული შემთხვევისათვის გამოყვანილი (12.8) ფორმულის საშუალებით, სადაც ω არის (12.3) ფორმულის მიხედვით გამოთვლილი კუთხე, ხოლო t—ეგრეთ წოდებული ტერმინატორის პოზიციური კუთხე, ანუ კუთხე, რომელსაც მთვარის რქების შემაერთებელი სწორი ხაზი შეადგენს მთვარის ცენტრზე გამავალ დახრილობის წრესთან.

შრომის დასასრულს მოთავსებულია დამატება, სადაც გაზომვის შედეგები წარმოდგენილია გრაფიკულ ფორმაში, 164 მრუდის სახით. კერძოდ, აქ მოცემულია პოლარიზაციის ხარისხის p და პოლარიზაციის სიბრტყის მდებარეობის (კუთხე γ) ცვლილების მრუდები, ფაზის, დაცემის და არეკვლის კუთხეებზე დამოკიდებულებით.

შრომის დასკვნით ნაწილში განხილულია მიღებული მასალა.

17.II ცხრილის მიხედვით აგებული პოლარიზაციული მრუდების (იხ. დამატება) განხილვა საბოლოოდ, ყოველგვარი ეჭვის გარეშე, ამტკიცებს, რომ მთვარის ზედაპირის სხვადასხვა დეტალებიდან არეკლილი სინათლე შესამჩნევად პოლარიზებულია. ლაპარაკი შეიძლება მხოლოდ იმის შესახებ, რომ გამოვარკვიოთ, თუ როგორ იცვლება მთვარის სინათლის პოლარიზაციის ხარისხი ფაზის კუთხეზე და აგრეთვე მზის სხივების დაცემის, არეკვლის და აზიმუტის კუთხეებზე დამოკიდებულებით. გარდა ამისა, დიდ ინტერესს წარმოადგენს მთვარის ზედაპირის ისეთი ადგილების გამოვლინება, რომლებსაც განსაკუთრებით მაღალი ან განსაკუთრებით დაბალი მაპოლარიზებელი უნარი ახასიათებთ და მთვარის რელიეფის სხვადასხვა ფორმების მორფოლოგიურ და ფიზიკურ თავისებურებათა შედარების ცდა მათი პოლარიზაციული დაკვირვებების მონაცემებთან.

დაგროვებული მასალის განხილვით მიღებული ძირითადი შედეგები შემდეგში მდგომარეობს.

მტკიცდება მთვარის სინათლის პოლარიზაციის ხარისხის ფაზის კუთხეზე დამოკიდებულების ფაქტი, შენიშნული ადრინდელი მკვლევარების მიერ [117, 118, 119, 120, 124, 125, 131]. ამასთანავე, აბასთუმანში დაკვირვებული თი-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

თქმის ყველა ობიექტი იძლევა მაქსიმალურად პოლარიზებულ სინათლეს კვადრატურის მომენტების მახლობლობაში.

41 დაკვირვებული ობიექტიდან (იხ. ცხრილი .8. I) 16 დეტალისათვის (№№ 6, 8, 9, 10, 13, 14, 17, 18, 20, 21, 23, 25, 28, 29, 30, 40) პოლარიზაციის ხარისხის მაქსიმუმები ძალიან კარგად შეესაბამებიან კვადრატურის მომენტებს (ფაზის კუთხე $+90°$ ან -90). 20 დეტალი (№№ 1, 2, 3, 4, 5-11, 15, 16, 19, 22, 24, 26, 31, 32, 33, 34, 35. 38, 39, 41) უჩვენებს კვადრატურის მომენტების მიმართ პოლარიზაციის მაქსიმუმების რამდენიმე გრადუსით ჩანაცვლებას ფაზის კუთხის ამა თუ იმ მხარეზე. რაც შეეხება დანარჩენ 5 დეტალს (№№ 7, 12, 27, 36, 37), მათ შესახებ გადაჭრით არაფრის თქმა არ შეიძლება, რამდენადაც არ არის დაკვირვებითი მასალა არც პირველ და არც უკანასკნელ მეოთხედებში; თუმცა ამ დეტალებიაა პოლარიზაციის მრუდებზეც შეიმჩნევა პოლარიზაციის ხარისხის გაზრდა კვადრატურასთან მიახლოების მიხედვით.

აქ ნათქვამის კარგ ილუსტრაციას წარმოადგენს ცხრილი 18. I., რომლის მესამე სვეტში მოცემულია პოლარიზაციის ხარისხის მაქსიმალური სიდიდე P_{max}, ხოლო მე 5 სვეტში — მთვარის ფაზის კუთხეებში გამოხატული სიდიდე $\Delta\alpha$ ანუ მოცემული ობიექტის სინათლის მაქსიმალური პოლარიზაციის მომენტის ჩანაცვლება კვადრატურის მომენტის მიმართ. სიდიდეები P_{max} და $\Delta\alpha$ აღებულია პოლარიზაციის ხარისხის ფაზის კუთხეზე დამოკიდებულებია მრუდებიდან (იხ. გვ. 129—137). ამასთანავე, ნიშანი (+) $\Delta\alpha$-თან აღნიშნავს, რომ მაქსიმუმი ჩანაცვლებულია ფაზის კუთხის ზრდის, ხოლო ნიშანი (—) — შემცირების მიმართულებით, ამ კუთხის ნიშნის მიედეველობაში მიღებით.

ყურადღებას იქცევს შემდეგი ეფექტი: ყველა დეტალი, რომელთაც დადებითი $\Delta\alpha$ აქვთ, განლაგებულნი არიან მთვარის დისკოს აღმოსავლეთ ნაწილში, ხოლო უარყოფითი $\Delta\alpha$-თი — დასავლეთ ნაწილში (იხ. ფოტოები 1 და 2. გვ. 54). გარდა ერთი ობიექტისა (№ 26. პოსეიდონი), რომელიც მოთავსებულია მთვარის დასავლეთ ნაწილში, მაგრამ ხასიათდება $\Delta\alpha$-ს დადებითი, თუმცა ძალიან მცირე ($+4°$) მნიშვნელობით.

სხვანაირად, რომ ითქვას, ხსენებული ობიექტებიდან მათთვის, რომლებიც მოთავსებულნი არიან მთვარის დასავლეთ ნაწილში, პოლარიზაციის მაქსიმუმი მიიღწევა ჯერ კიდევ კვადრატურის (პირველი მეოთხედის) მომენტის დადგომამდე, ხოლო აღმოსავლეთ ნაწილში—კვადრატურის მომენტის (უკანასკნელი მეოთხედის) დადგომის შემდეგ. ე. ი. შემჩნეულ ეფექტს აქვს სიმეტრიული ხასიათი სავსე მთვარეობის მომენტის მიმართ.

ობიექტები $\Delta\alpha$-ს ნულოვანი მნიშვნელობით გაფანტულნი არიან მთვარის მთელ ზედაპირზე, მაგრამ, ძირითადად, ისინი თავმოყრილია მთვარის დისკოს ნულოვანი მერიდიანის არეში (სელენოგრაფიული გრძედის $+25°$ დან -10-მდე), სადაც, ამასთანავე არ არის არც ერთი დეტალი $\Delta\alpha$-ს ისეთი მნიშვნელობით, რომელიც განსხვავებული იყოს ნულისაგან.

მორფოლოგიური და ფიზიკური თვისებებით განსხვავებული მთვარის ობიექტები აპოლარიზებენ სინათლეს სხვადასხვანაირად. სახელდობრ, ყველაზე უფრო მეტად პოლარიზებულია მთვარის ზღვებიდან არეკვლილი, ხოლო ყველაზე უფრო ნაკლებად — მატერიკებისა და ნათელი ადგილებიდან არეკვლილი სინათლე. კრატერების ფსკერებს და ნათელ სხივებს უკავიათ შუალედური მდგომარეობა ამასთანავე, საშუალოდ, ნათელი სხივების პოლარიზაციის

ხარისხი ცოტათი აჭარბებს კრატერების პოლარიზაციის ხარისხს. ასე, მაგალითად, ზღვებისა და ყურეების პოლარიზაციის ხარისხის საშუალო მაქსიმუმი, ინსტრუმენტური ცდომილების (პარაზიტული პოლარიზაციის) გამორიცხვის გარეშე ეტოლება 18,3%, კრატერების — 13.2% მატერიკების და ნათელი ადგილების — 11.0%, ხოლო ნათელი სხივების — 13.9%.

8, 9, 10, 11 და 12 ნახაზებზე, ზემოთ თქმულის საილუსტრაციოდ, მოყვანილია ფიზიკური და მორფოლოგიური თვისებებით განსხვავებული, მთვარის რამდენიმე მეზობელი ობიექტის პოლარიზაციის ხარისხის ცვლილების მრუდები ფაზის კუთხეზე დამოკიდებულებით.

საერთოდ, მთვარის დეტალების მაქსიმალური პოლარიზაციის ხარისხების P_{max} შედარება მათი არეკვლის უნარიანობასთან ანუ სიკაშკაშის ფაქტორთან ρ (ცხრ. 18. I-ის მე-6 სვეტი) გვიჩვენებს, რომ ძირითადად მტკიცდება ჯერ კიდევ ლიოს [131] მიერ შენიშნული შებრუნებული, თუმცა უხეში—არა სავსებით მკაცრი, დამოკიდებულება პოლარიზაციის ხარისხის სიდიდისა ალბედოზე.

ეს გარემოება იმაზე მიუთითებს, რომ მთვარის ობიექტები განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან არა მხოლოდ რელიეფის ხასიათით, არამედ ნივთიერების შედგენილობით და გეოლოგიური სტრუქტურით. ამასთანავე, რამდენადაც არეკვლილი სინათლის სხვადასხვაგვარი ხასიათი განპირობებული უნდა იყოს მთვარის ზედაპირის ნივთიერების ფხვიერების სხვადასხვა ხარისხით და, მეორეს მხრივ, — რაც უფრო ახალგაზრდაა წარმონაქმნი, მით უფრო ნაკლებად ფხვიერი ზედაპირი უნდა ჰქონდეს მას, ჩვენ შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ მთვარის ზღვები უფრო გვიანდელი წარმოშობისაა, ვიდრე სხვა წარმონაქმნები.

სავსე მთვარეობისას, ყველა დაკვირვებული ობიექტიდან არეკვლილი სინათლე, დამოუკიდებლად მათი მორფოლოგიური და ფიზიკური თვისებებისა და მთვარის ზედაპირზე მდებარეობისა, უჩვენებს მინიმალურ პოლარიზაციას (იხ. სიდიდეები P_{min} ცხრ. 18. I, სვეტი 4). საშუალოდ, მთვარის 41 ობიექტისათვის, მინიმალური პოლარიზაციის ხარისხი მიიღება 3.6%-ის ტოლი. ამ სიდიდის შედარება რეფლექტორის მაპოლარიზებელი უნარის დამახასიათებელ სიდიდესთან (4%), თითქოს მიუთითებს ლიოს მიერ შენიშნულ უარყოფითი პოლარიზაციის ეფექტზე (იხ. § 6).

უკანასკნელი დასკვნა თანხმობაში იმყოფება მთვარის დეტალებიდან არეკვლილი სინათლის პოლარიზაციის სიბრტყის მდებარეობის შესწავლის მონაცემებთან. მართლაც, ფაზის კუთხეზე დამოკიდებულებით პოლარიზაციის სიბრტყის მდებარეობის ცვლილების განხილვა (იხ. დამატება გვ. 158—165) გვიჩვენებს, რომ ყველა ობიექტისათვის, ფაზის კუთხის დიდი მნიშვნელობებისას ეს სიბრტყე ირყევა ინტენსივობის ეკვატორის მახლობლობაში $\pm 20°$-ის ფარგლებში, ხოლო სავსე მთვარეობისას შეიმჩნევა პოლარიზაციის სიბრტყის მკვეთრი მობრუნება (იხ § 9).

უარყოფითი პოლარიზაციის რეალურობის სასარგებლოდ ლაპარაკობს აგრეთვე აბასთუმანში და ლიოს მიერ დაკვირვებული სამი ერთი და იგივე ობიექტის მაქსიმალური და მინიმალური პოლარიზაციის ხარისხების შედარება (იხ. ცხრილი 18. II).

მაგრამ, მიუხედავად ზემოთ თქმულისა, უარყოფითი პოლარიზაციის საკითხი არ შეიძლება ჩაითვალოს საბოლოოდ გადაწყვეტილად.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

ყურადღებას იქცევს ფაზისა და დაცემის კუთხეებზე დამოკიდებულებით პოლარიზაციის ხარისხის ცვლილების მრუდების (იხ. გვ. 129—148) მეტად თავისებური ხასიათი მთვარის სხვადასხვა ობიექტებისათვის. ასე, მაგალითად, კრატერების: არქიმედის, კოპერნიკის და სხვებისათვის, მრუდებს აქვთ მკვეთრი მინიმუმი სავსემთვარეობის მომენტის მახლობლად, ხოლო კირილეს, პტოლომეს და სხვებისათვის, პირიქით, მრუდების მინიმუმები იმავე მომენტების მახლობლად ძალზე გაწელილია.

აზიმუტის კუთხეზე დამოკიდებულებით პოლარიზაციის ხარისხის ცვლილების მრუდები (იხ. გვ. 149—157) ძირითადად მიუთითებენ პოლარიზაციის ხარისხის გაზრდაზე ხსენებული კუთხის გაზრდასთან ერთად, მაგრამ საკითხის დაწვრილებითი განხილვისას აქაც შეიმჩნევა ამ მრუდების განსხვავება სხვადასხვა ობიექტებისათვის.

მთვარის ზედაპირის ცალკეული ობიექტების აღნიშნული თავისებურებანი, შესაძლებელია, განპირობებულია მათი ინდივიდუალური ფიზიკური თვისებებით.

მთვარის კრატერების მაქსიმალური პოლარიზაციის ხარისხის ცვლილების მრუდის აგებამ, ამ კრატერების ზომების მიხედვით, (იხ. ნახ 13), გვიჩვენა, რომ თუმცა ამ სიდიდეებს შორის არ არის ნათლად გამოხატული დამოკიდებულება, მაინც შეიმჩნევა პოლარიზაციის ხარისხის სიდიდის შემცირება კრატერების დიამეტრის გაზრდასთან ერთად.

უკანასკნელი ფაქტი, რამდენადაც არეკვლილი სინათლის პოლარიზაციის ანალიზი საშუალებას იძლევა ვიქონიოთ მსჯელობა ამრეკლავი ზედაპირის შეფარდებითი ასაკის შესახებ, თანხმობაში იმყოფება კრატერთა ფსკერების თანაფარდობის ეგრეთ წოდებულ მორფოლოგიურ კანონთან („მცირე — ახალგაზრდა — დაბალი"), რომელიც დადგენილია ლევის და პიუიზოს ([19], გვ. 152 — 153) მიერ და მიუთითებს მთვარის რელიეფის ენდოგენურ (ვულკანოგენურ) წარმოშობაზე.

მთვარის დეტალების პოლარიზაციულ თვისებათა გამოსაკვლევად მიღებულ, ელექტროფოტომეტრულ გაზომვათა დიდ რიგზე დაფუძნებულ, შედეგების ფონზე ისახება სამუშაოთა შემდგომი მიმართულება ამ დარგში. უკანასკნელის მთავარ მონახაზებს უნდა წარმოადგენდეს:

ა) პოლარიზაციული დაკვირვებების გადატანა რეფლექტორიდან რეფრაქტორზე იმ მიზნით, რომ თავიდან იქნეს აცილებული რეფლექტორის სარკეებიდან სინათლის არეკვლის გამო გამოწვეული პარაზიტული პოლარიზაცია ასეთი ღონისძიების პრაქტიკული განხორციელებისათვის აბასთუმნის ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში უკვე მიღებულია ზომები.

ბ) საბჭოთა მეცნიერ ვ. ი. ძიუბკიურიას [168] მიერ უკანასკნელ ხანებში შექმნილი დიფერენციალური თვითმწერი ელექტროფოტომეტრის გამოყენება დაკვირვებებისათვის. ამ იარაღში, გარდა მთელი რიგი უპირატესობებისა არსებულ ელექტროფოტომეტრებთან შედარებით, განხორციელებულია პროფ. ა. ვ. მ ა რ კ ო ვ ი ს [75] იდეა ეგრეთ წოდებული „დამიზნების ოკულარის" შესახებ. ასეთი ოკულარის გამოყენება საშუალებას მოგვცემს დაკვირვების დროს თვალყური ვადევნოთ მოცემულ დეტალზე დამიზნების სიზუსტეს, რაც მნიშვნელოვნად შეამცირებს დამიზნებისათვის საჭირო დროს და გაზრდის დაკვირვებათა სიზუსტეს*.

* აბასთუმნის ობსერვატორიაში ვ. ი. ძიუბკიურიას სისტემის ელექტროფოტომეტრი ამჟამად უკვე დადგმულია.

გ) მთვარის ზედაპირის პოლარიზაციული გამოკვლევისათვის, ი. ნ. ლიპსკის [169, 170] მიერ თანამედროვე პირობების შესაბამისად ხელახლა წამოყენებული და განვითარებული, ნ. ა. უმოვის [171, 172, 173] მეთოდის გამოყენება. ეს მეთოდი დაფუძნებულია თვით ნ. ა. უმოვის მიერ აღმოჩენილ მოვლენაზე, ე. წ. „უმოვის ეფექტზე", რომელიც კიდევ ერთხელ იქნა გამოკვლეული და ახსნილი 1950 წ. ა. ს. ტოპორეცის [174] მიერ. უმოვის მეთოდს გააჩნია დიდი მგრძნობიარობა და საშუალებას იძლევა მიღებულ იქნეს დიფუზურად არეკვლილი სინათლის პოლარიზაციის ცვლილების დახასიათება სპექტრის მიხედვით.

დ) დედამიწის ნივთიერებებიდან არეკვლილ სინათლეზე ფართო პოლარიზაციული დაკვირვებების წარმოება იმ მიზნით, რომ განსაზღვრული იქნეს მთვარის ზედაპირის ბუნება ასეთი დაკვირვებების შედარების საშუალებით მთვარის დეტალების ანალოგიურ დაკვირვებებთან. ამასთანავე, რასაკვირველია, მხედველობაში უნდა იქნეს მიღებული ი. ნ. ლიპსკის [44] კრიტიკული შენიშვნები სხვადასხვა ავტორების მიერ მთვარის ზედაპირის ნივთიერებათა დედამიწის ქანებთან გაიგივების მიზნით ადრე ჩატარებული გამოკვლევების შესახებ.

აქვე უნდა ითქვას, რომ მთვარის ზედაპირის პეტროგრაფიული გამოკვლევისათვის საჭიროა განხორციელებულ იქნეს ფოტომეტრული, კოლორიმეტრული და პოლარიმეტრული დაკვირვებების ერთდროული გამოყენება, ვ. ვ. შარონოვის [175] მიერ აქ ხსენებული პირველი ორი სახის დაკვირვებათა გამოყენების ანალოგიურად.

აპრილი, 1955 წ.

AN INVESTIGATION OF POLARIZING PROPERTIES OF THE LUNAR SURFACE FORMATIONS BASED ON THE ELECTROPHOTOMETRIC MEASUREMENTS

V. P. DJAPIASHVILI

(Summary)

The results of the electropolarimetry made at the Abastumani astrophysical observatory in 1950—1953 are presented. The 33-cm reflector (Nasmith focus 1 : 15) and the stellar electrophotometer [146, 147] with a herapathite polaroid were used. A special investigation showed that the systematic error due to the reflection from the mirrors of the telescope reaches 4% in polarization.

For various phase angles of the Moon the mirrors influence differently the degree and the plane of polarization of the lunar light. Near the quadrature moments the rate of polarization is always increased because of this error. On the contrary, its decreasing is observed in some cases near the full moon moments. This probably means the so called negative polarization effect first mentioned by B. Lyot [131].

The formulae (12.4) and (12.3) by V. G. Fessenkov [135] were used for the determination of the degree and the plane of polarization of the lunar light.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

When measuring the intensity of the light a 0.3 mm (12."3) diaphragm was used. This corresponds in the average to the area about 23 km in diameter.

The mean values of the mean quadratic error for the degree and the angle of the polarization are ±0.005 and ±1°.7, respectively.

The total number of the measurements of the 41 objects of the lunar surface, made during 148 nights, is 1371. About 164 curves, representing the dependence of the polarization on the phase, the angle of incidence, reflection and asimuth, were drawn.

The conclusions based on the analysis of these curves are as follows.

The dependence of the polarization rate on the moon's phase [120, 124, 131] is confirmed. About all of the studied objects show the maximum light polarization near the quadratic moments.

The details showing a slight displacement of the maximum of polarization relatively to the quadrature moment towards the increase of the phase are situated in the eastern part of the Moon' s disk. Those showing the displacement towards the decrease of the phase are in the western part, Posidonius being the only exception.

Consequently. the noticed phenomenon has a symmetrical character relatively to the full moon moment.

The objects without any displacement of their maximum polarization moments are mainly concentrated along the zero meridiau (+25°— —10° of selenographic longitude).

The objects bearing different morphologic and physical properties polarise the light with different capacities. The light reflected from the Moon' s seas is mostly polarised; that from the lands and mountains—least of all.

The crater bottoms and the bright rays have an intermediate position from this point of view, polarization capasities of the latter being slightly higher than that of the craters. Thus, for instance, the mean maximum for the seas and the bays equals 18.3%, for the craters—13.2%, lands and bright rays—13.9%.

This involves the conclusion that the lunar seas must be of later origin than the other formations.

At the time near the full moon the light reflected from all the observed objects, independently of their position and morphologic and physical properties, reveals the minimum polarization, its value being in the average about 3.6%.

The shapes of the curves representing for the different objects the dependence of the polarization on the phase angles and the angles of incidence are very peculiar extremely sharp minimum at the full moon for some of them (Archimedes, Copernicus etc.) and very wide one for others (Cyrillus, Ptolemaeus etc.).

The polarization rate increases mainly with the asimuth. But the more detailed examination of the corresponding curves reveals some variety for different areas.

These noted peculiarities of separate lunar formations are probably due to their individual physical characteristics.

The examined correlation between the maximum polarization values and the sizes of the craters appears to be rather low, although a slight decrease of the former with the increase of the diameter is to be noted.

This last fact is in agreement with the so called morphologic law „less-yonger-lower", established by Levy and Piuseaux and indicating the endogenic (vulcanogenic) origin of the lunar relief.

April, 1955

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

ПРИЛОЖЕНИЕ

დამატება

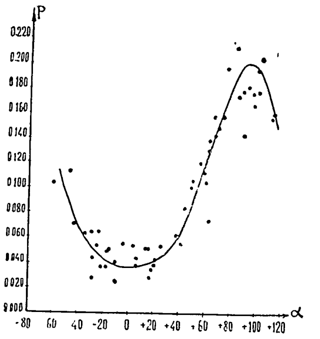
Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

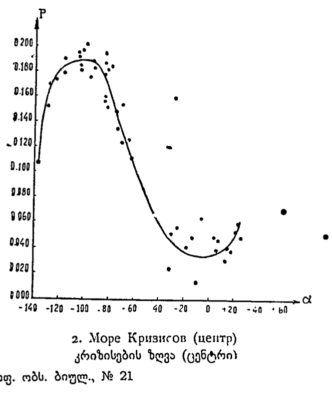
Кривые изменения степени поляривации света, отраженного от деталей лунной поверхности, в вависимости от угла фазы

მთვარის ზედაპირის დეტალებიდან არეკვლილი სინათლის პოლარიზაციის ხარისხის ცვლილების მრუდები, ფაზის კუთხეზე დამოკიდებულებით

I Моря и заливы
ზღვები და ყურეები



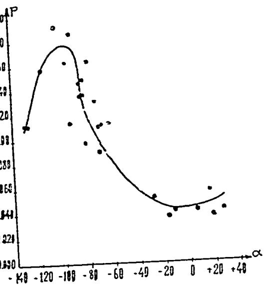
1. Залив Радуги
ცისარტყელას ყურე



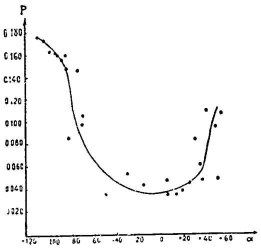
2. Море Кризисов (центр)
კრიზისების ზღვა (ცენტრი)

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

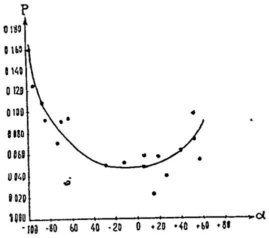
Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2



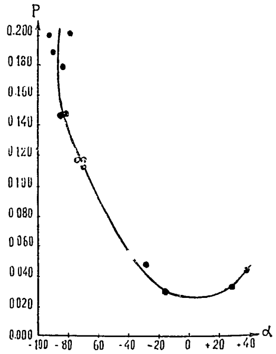
3. Море Кризисов (южн. часть)
კრიზისების ზღვა (სამხრ. ნაწილი)



4. Море Нектара (центр)
ნექტარის ზღვა (ცენტრი)

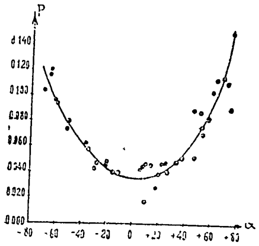


5. Море Нектара (южн часть)
ნექტარის ზღვა (სამხრ. ნაწილი)

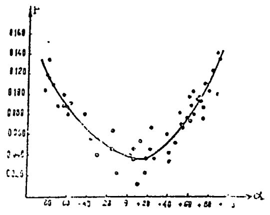


6. Море Плодородия
(к востоку от кр. Мессье)
ნაყოფიერების ზღვა
(კრ. მესიეს აღმოსავლეთით)

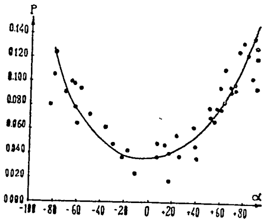
II. Дно кратеров
კრატერთა ფსკერები



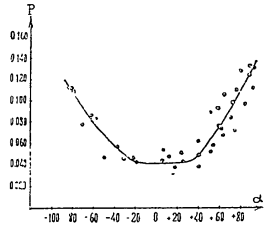
7. Автолик
ავტოლიკე



8. Альбатений
ალბატენი



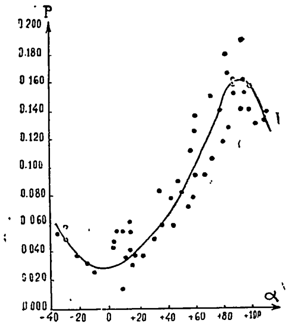
9. Альфонс
ალფონსი



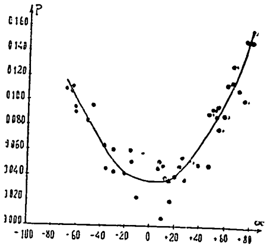
10. Арзахель
არზახელი

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

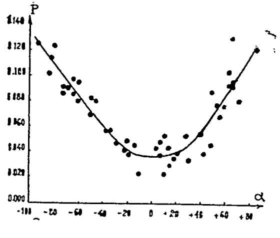
Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2



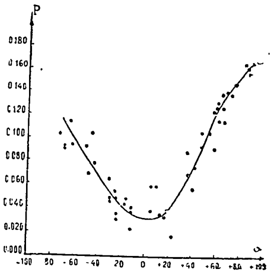
11. Аристарх—არისტარქი



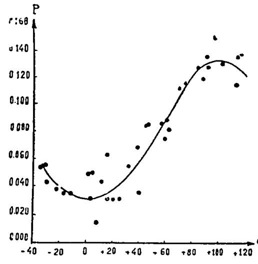
12. Аристилл—არისტილი



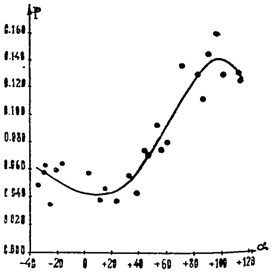
13. Аристотель—არისტოტელი



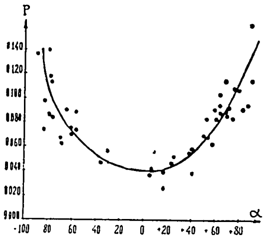
14. Архимед—არქიმედი



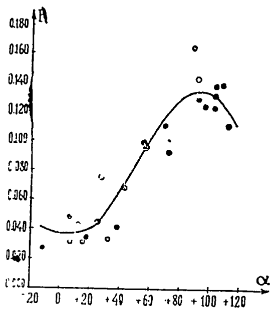
15. Гассенди—გასენდი



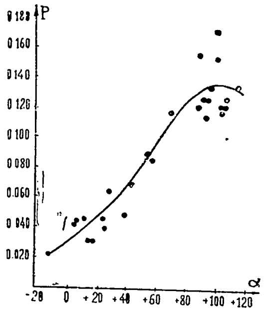
16. Геродот—ჰეროდოტე



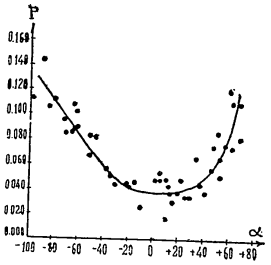
17. Гиппарх—ჰიპარქი



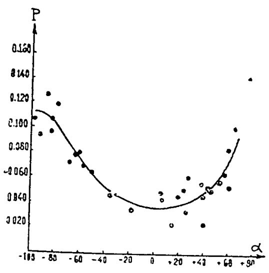
18. Гримальди (сев. часть)
გრიმალდი (ჩრდ. ნაწილი)



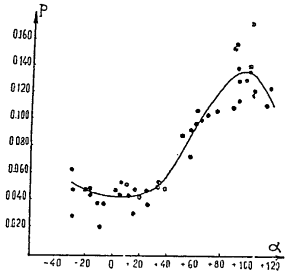
19. Гримальди (южн. часть)
გრიმალდი (სამხრ. ნაწილი)



20. Евдокс—ევდოქსი



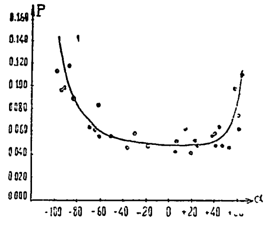
21. Катарина—კატარინა



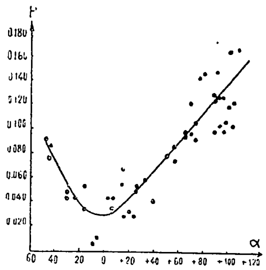
22. Кеплер—კეპლერი

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

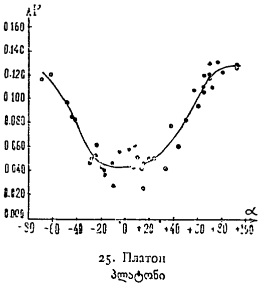
Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2



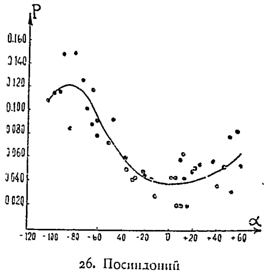
23. Кирилл
კირილე



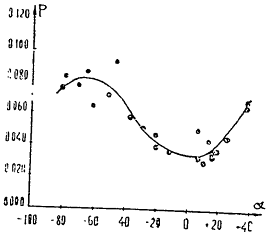
24. Коперник
კოპერნიკი



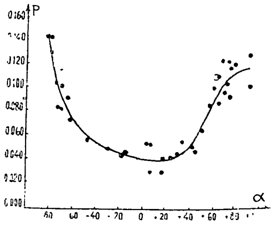
25. Платон
პლატონი



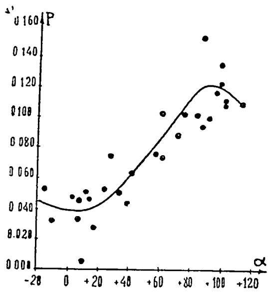
26. Посидоний
პოსიდონი



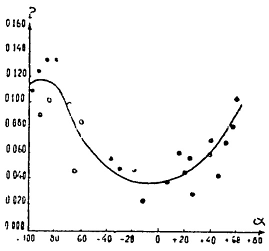
27. Прокл
პროკლე



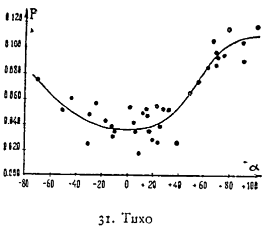
28 Птоломей
პტოლომე



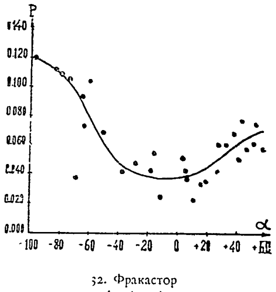
29. Риччьоли
რიჩიოლი



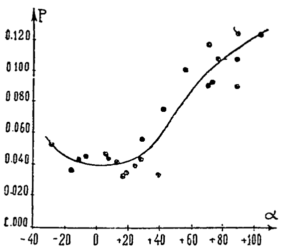
30. Теофил
თეოფილე



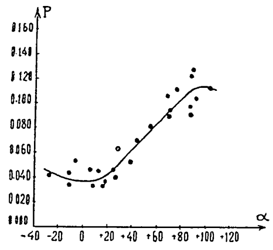
31. Тихо
ტიხო



32. Фракастор
ფრაკასტორი



33. Шиккард (сев. часть)
შიკარდი (ჩრდ. ნაწილი)

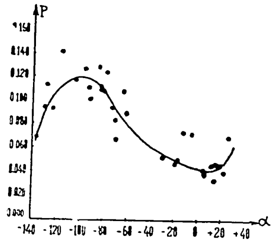


34. Шиккард (южн. часть)
შიკარდი (სამხრ. ნაწილი)

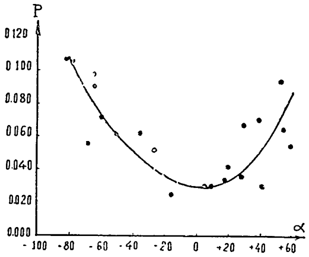
Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

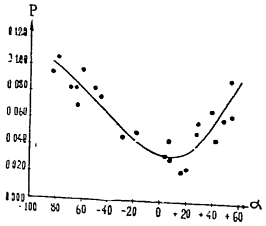
III. Материки и горные области
მატერიკები და მთიანი ადგილები



35. Кордильеры
კორდილიერები

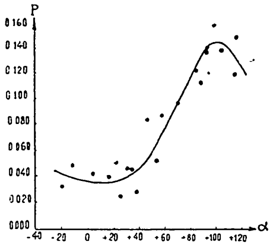


36. Плоскогорье (к ЮВ от кр. Фракастора)
ზეგანი (კრ ფრაკასტორის სამხრ.-აღმოსავლეთით)

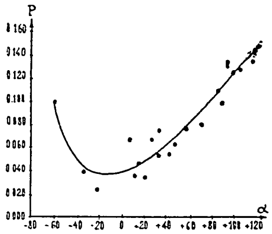


37. Плоскогорье (к ЮЗ от кр. Фракастора)
ზეგანი (კრ. ფრაკასტორის სამხრ -დასავლეთით)

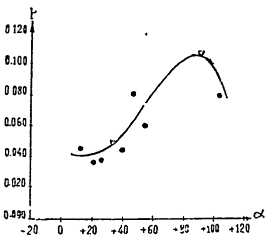
IV. Светлые лучи
ნათელი სხივები



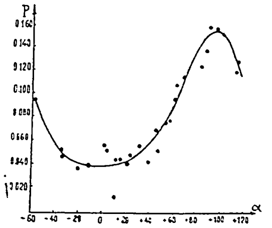
38. Венец лучей вокруг кр. Кеплера
სხივების გვირგვინი კრ. კეპლერის ირგვლივ



39. Венец лучей вокруг кр. Коперника
სხივების გვირგვინი კრ. კოპერნიკის ირგვლივ



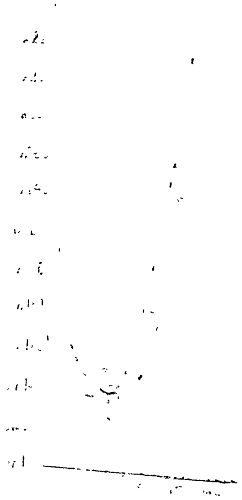
40. Венец лучей вокруг кр. Тихо
სხივების გვირგვინი კრ. ტიხოს. ირგვლივ

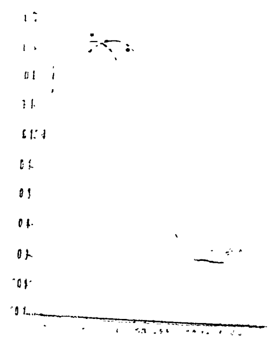


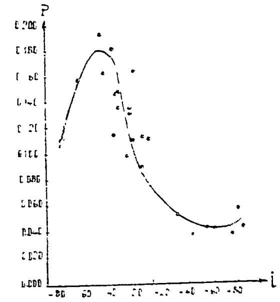
41. Луч Тихо (к ЮГ от кр. Буллиальда)
ტიხოს სხივი (ბულიალდის სამხრ.-აღმოსავლეთით)

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

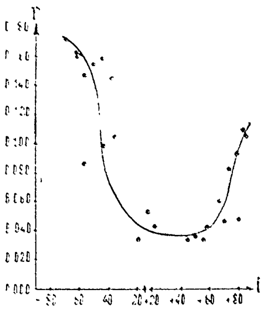
Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2



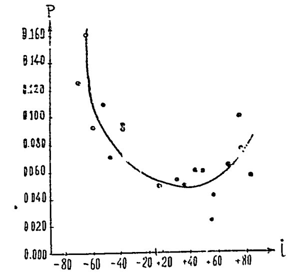




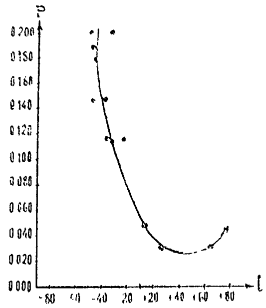
3. Море Кризисов (южн. часть)
კრიზისების ზღვა (სამხრ. ნაწილი)



4. Море Нектара (центр)
ნექტარის ზღვა (ცენტრი)



5. Море Нектара (южн. часть)
ნექტარის ზღვა (სამხრ. ნაწილი)

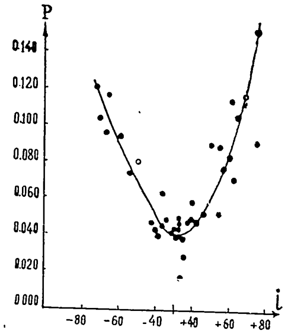


6. Море Плодородия (к востоку от кр. Мессье)
ნაყოფიერების ზღვა (კრ. მესიეს აღმოსავლეთით)

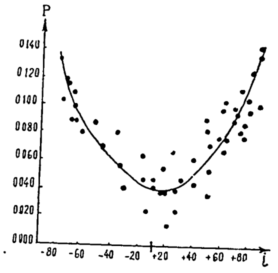
Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

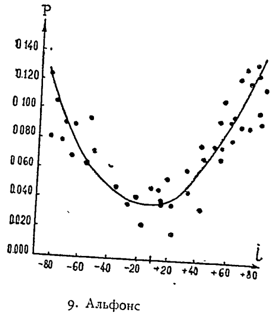
II. Дно кратеров
კრატერთა ფსკერები



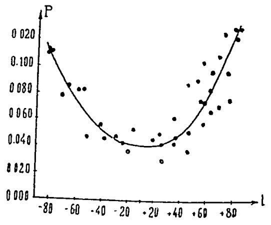
7. Автолик
ავტოლიკე



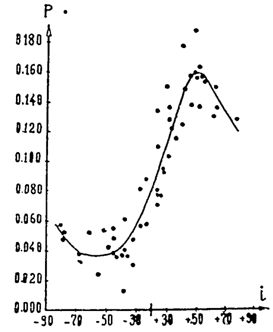
8. Альбатений
ალბატენი



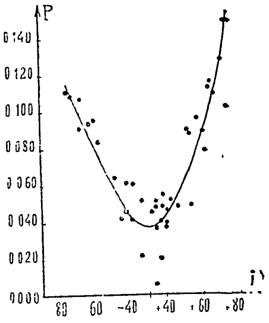
9. Альфонс
ალფონსი



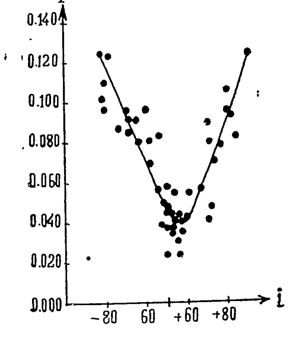
10. Арзахель
არზახელი



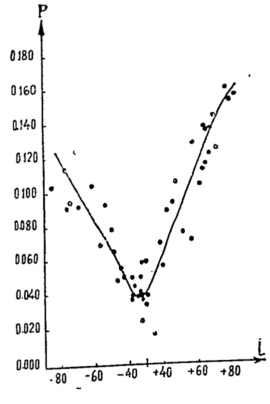
11. Аристарх
არისტარქე



12. Аристилл
არისტილე



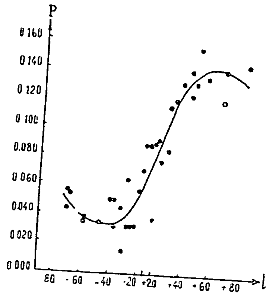
13. Аристотель
არისტოტელე



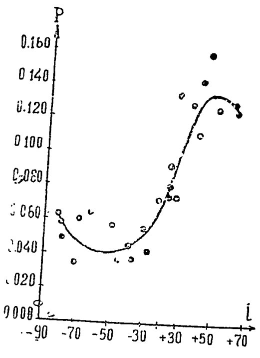
14. Архимед
არქიმედე

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

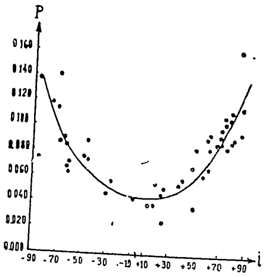
Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2



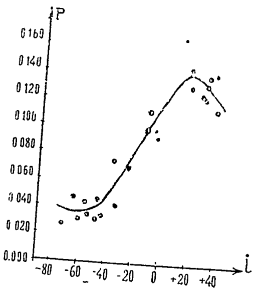
15. Гассенди
გასენდი



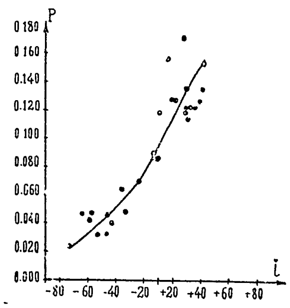
16. Геродот
ჰეროდოტი



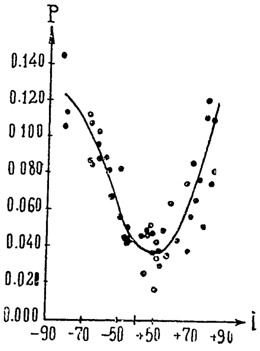
17. Гиппарх
ჰიპარქი



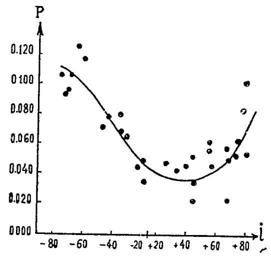
18. Гримальди (сев. часть)
გრიმალდი (ჩრდ. ნაწილი)



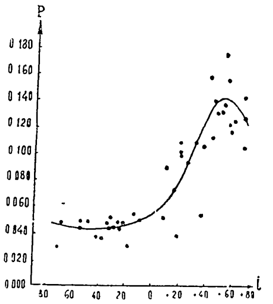
19. Гримальди (южн. часть)
გრიმალდი (სამხრ. ნაწილი)



20. Евдокс
ევდოქსი



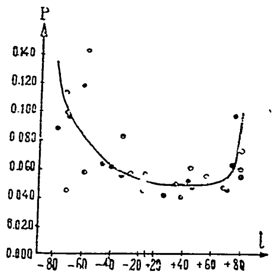
21. Катарина
კატარინა



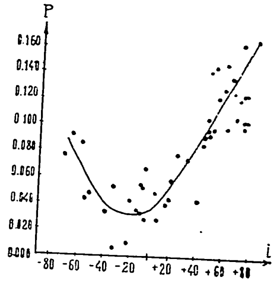
22. Кеплер
კეპლერი

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

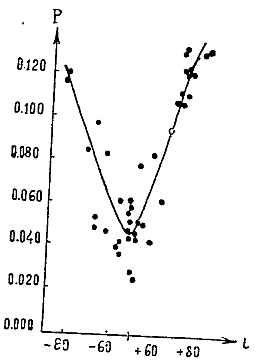
Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2



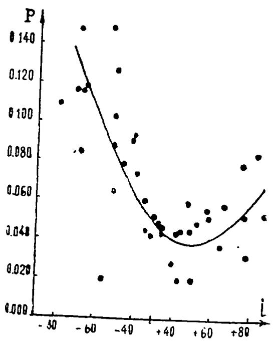
23. Кирилл
კირილე



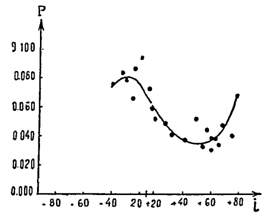
24. Коперник
კოპერნიკი



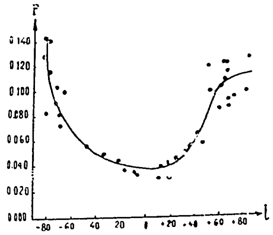
25. Платон
პლატონი



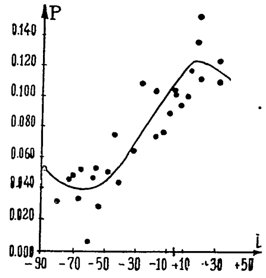
26. Посидоний
პოსიდონი



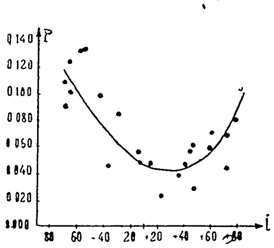
27. Прокл—პროკლე



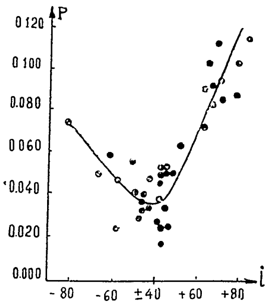
28. Птолемей—პტოლომე



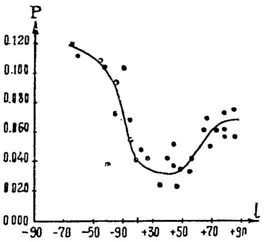
29. Риччьоли—რიჩიოლი



30. Теофил—თეოფილე

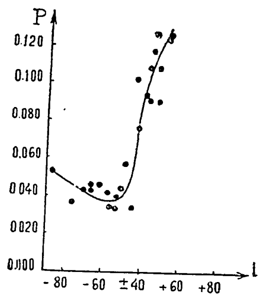


31. Тихо—ტიხო

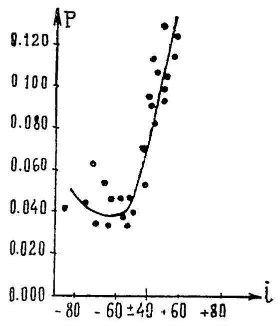


32. Фракастор—ფრაკასტორი

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

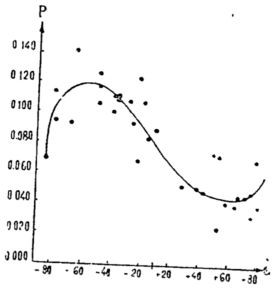


33. Шиккард (сев. часть)
შიკარდი (ჩრდ ნაწილი)

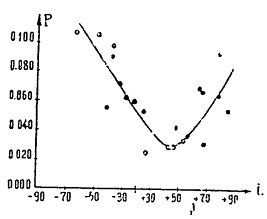


34 Шиккард (южн. часть)
შიკარდი (სამხრ ნაწილი)

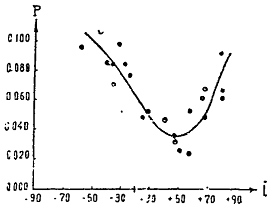
III Материки и горные области
მატერიკები და მთიანი ადგილები



35. Кордильеры
კორდილიერები

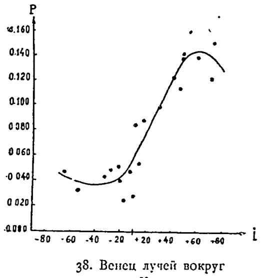


36. Плоскогорье (к ЮВ
от кр. Фракастора)
ზეგანი (კრ. ფრაკასტორის სამხრ.-
აღმოსავლეთით)

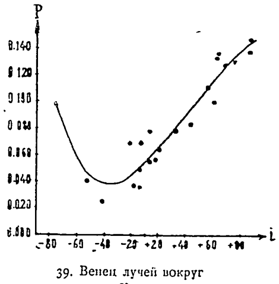


37. Плоскогорье (к ЮЗ
от кр. Фракастора)
ზეგანი (კრ ფრაკასტორის სამხრ.-
დასავლეთით)

IV. Светлые лучи
ნათელი სხივები

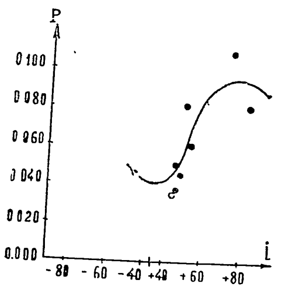


38. Венец лучей вокруг
кр. Кеплера
სხივების გვირგვინი კრ.
კეპლერის ირგვლივ

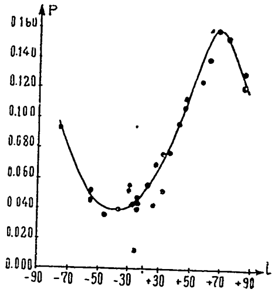


39. Венец лучей вокруг
кр. Коперника
სხივების გვირგვინი კრ.
კოპერნიკის ირგვლივ

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2
Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2



40. Венец лучей вокруг кр. Тихо
სხივების გვირგვინი კრ. ტიხოს ირგვლივ

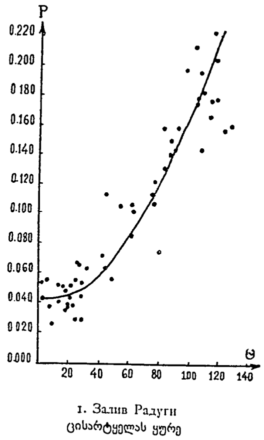


41 Луч Тихо (к ЮВ от кр. Буллиальда)
ტიხოს სხივი (კრ. ბულიალდის სამხრ.-აღმოსავლეთით)

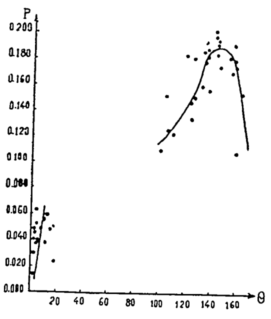
Кривые изменения степени поляризации света, отраженного от деталей лунной поверхности, в зависимости от азимутального угла между плоскостями падения и отражения

მთვარის ზედაპირის დეტალებიდან არეკვლილი სინათლის პოლარიზაციის ხარისხის ცვლილების მრუდები, დაცემისა და არეკვლის სიბრტყეებს შორის აზიმუტის კუთხეზე დამოკიდებულებით

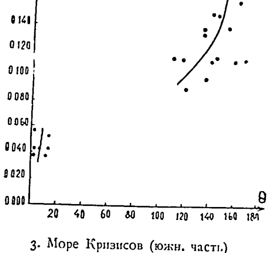
I. Моря и заливы
ზღვები და ყურეები



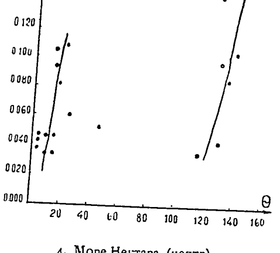
1. Залив Радуги
ცისარტყელას ყურე



2. Море Кризисов (центр)
კრიზისების ზღვა (ცენტრი)



3. Море Кризисов (южн. част.)
კრიზისების ზღვა (სამხრ. ნაწილი)

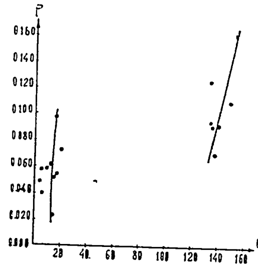


4. Море Нектара (центр)
ნექტარის ზღვა (ცენტრი)

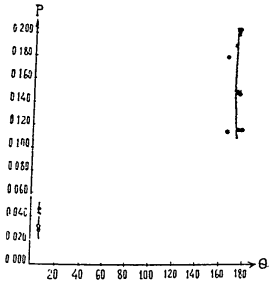
Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

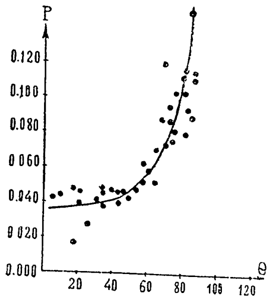


5. Море Нектара (южн. часть)
ნექტარის ზღვა (სამხრ. ნაწილი).

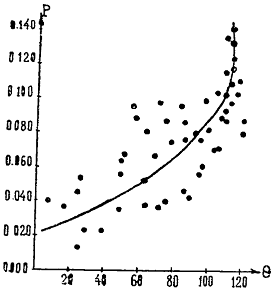


6. Море Плодородия (к востоку от Мессье)
ნაყოფიერების ზღვა (მესიეს. აღმოსავლეთით)

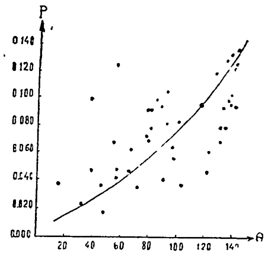
II. Дно кратеров
კრატერთა ფსკერები



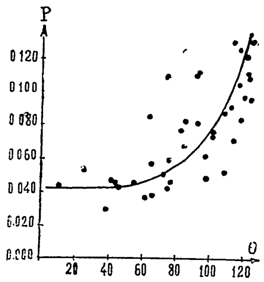
7. Автолик
ავტოლიკი



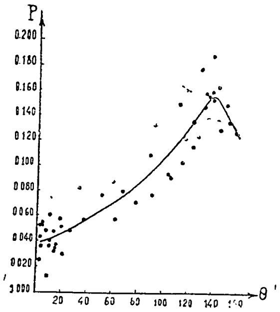
8. Альбатений
ალბატენი



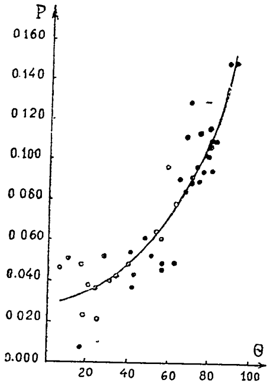
9. Альфонс
ალფონსი



10. Арзахель
არზახელი



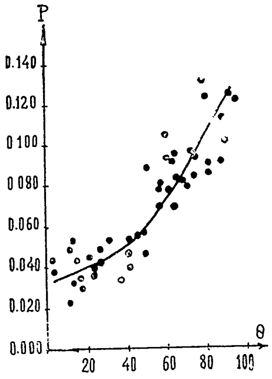
11. Аристарх
არისტარქი



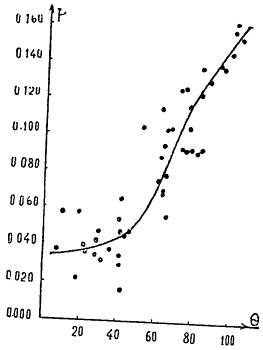
12. Аристилл
არისტილი

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

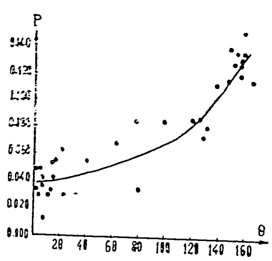
Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2



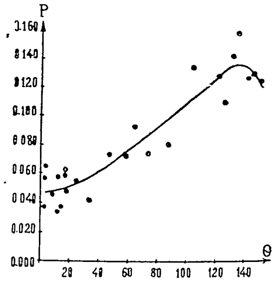
13. Аристотель
არისტოტელი



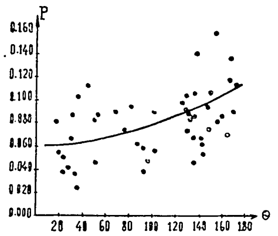
14. Архимед
არქიმედი



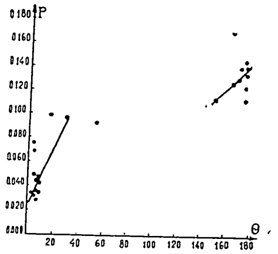
15. Гассенди
გასენდი



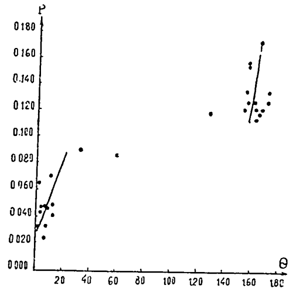
16. Геродот
ჰეროდოტი



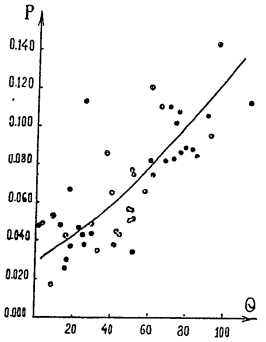
17. Гиппарх
ჰიპარქი



18. Гримальди (сев. часть)
გრიმალდი (ჩრდ. ნაწილი)



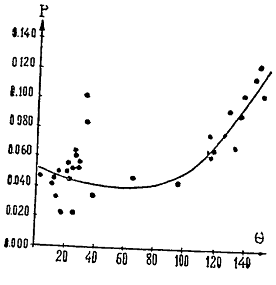
19. Гримальди (южн. часть)
გრიმალდი (სამხრ. ნაწილი)



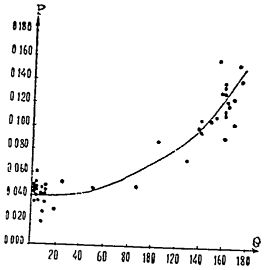
20. Евдокс
ევდოქსი

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

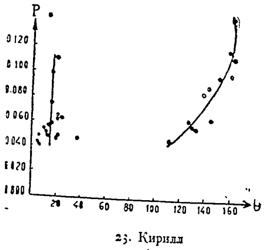
Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2



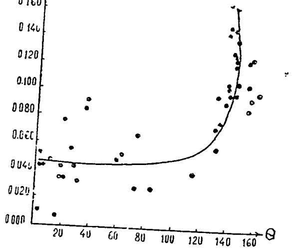
21. Катарина
კატარინა



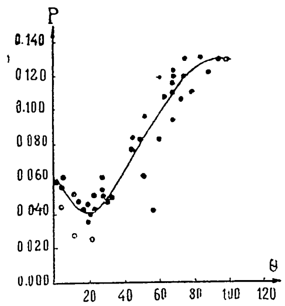
22. Кеплер
კეპლერი



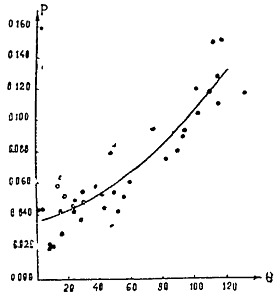
23. Кирилл
კირილე



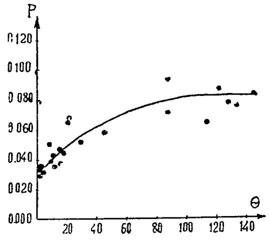
24. Коперник
კოპერნიკი



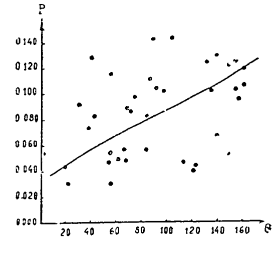
25. Платон — პლატონი



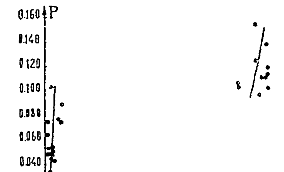
26. Посидоний — პოსიდონი



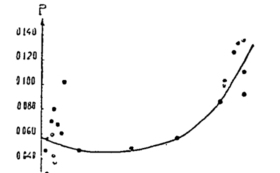
27. Прокл
პროკლე



28. Птоломей
პტოლომე



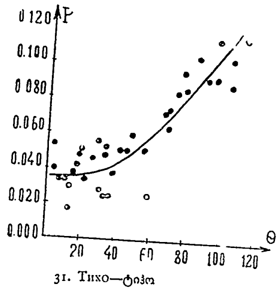
29. Риччьоли — რიჩიოლი



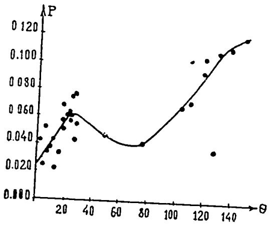
30. Теофил — თეოფილე

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

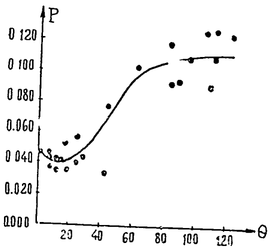
Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2



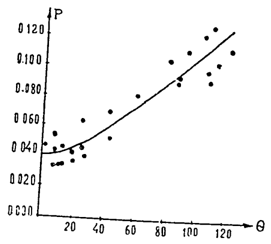
31. Тихо—ტიხო



32. Фракастор—ფრაკასტორი

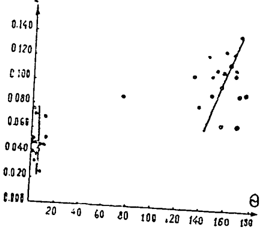


33. Шиккард (сев. часть)
შიკარდი (ჩრდ. ნაწილი)

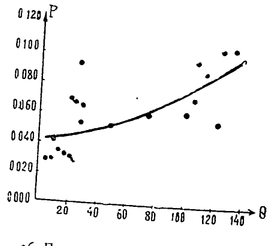


34. Шиккард (южн. часть)
შიკარდი (სამხრ. ნაწილი)

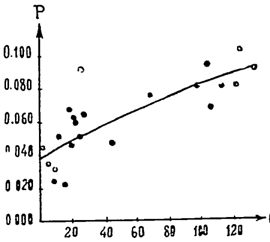
III. Материки и горные области
მატერიკები და მთიანი ადგილები



35. Кордильеры
კორდილიერები

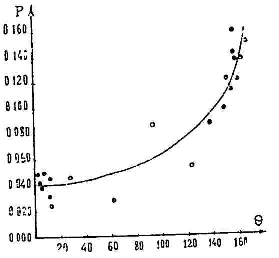


36. Плоскогорье (к ЮВ от Фракастора)
ზეგანი (ფრაკასტორის სამხრ.-აღმოსავლეთით

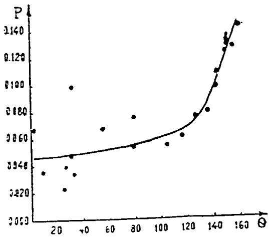


37. Плоскогорье (к ЮЗ от Фракастора)
ზეგანი (ფრაკასტორის სამხრ.-დასავლეთით)

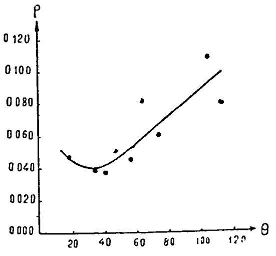
IV. Светлые лучи
ნათელი სხივები



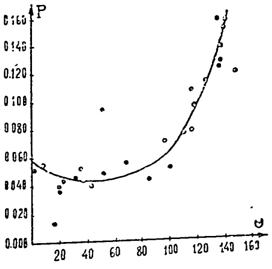
38. Венец лучей вокруг кр. Кеплера
სხივების გვირგვინი კრ. კეპლერის ირგვლივ



39. Венец лучей вокруг кр. Коперника
სხივების გვირგვინი კრ. კოპერნიკის ირგვლივ



40. Венец лучей вокруг кр. Тихо
სხივების გვირგვინი კრ. ტიხოს ირგვლივ



41. Луч Тихо (к ЮВ от Буллиальда)
ტიხოს სხივი (ბულიალდის სამხრ.-დას.)

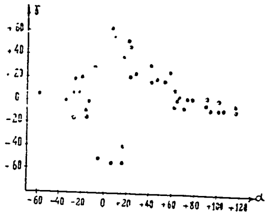
Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

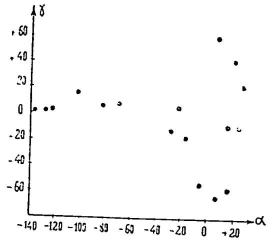
Зависимости ориентировки плоскости поляризации света, отраженного от деталей лунной поверхности, от угла фазы

მთვარის ზედაპირის დეტალებიდან არეკვლილი სინათლის პოლარიზაციის სიბრტყის ორიენტირების დამოკიდებულებანი ფაზის კუთხეზე

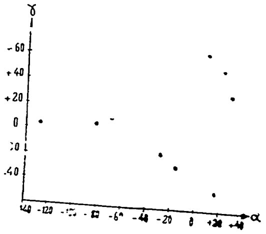
I. Моря и заливы
ზღვები და ყურეები



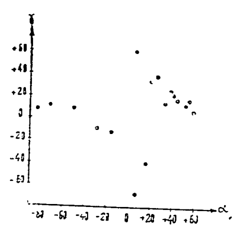
1. Залив Радуги (центр)
ცისარტყელას ყურე (ცენტრი)



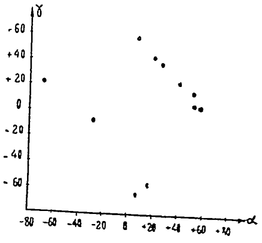
2. Море Кризисов (центр)
კრიზისების ზღვა (ცენტრი)



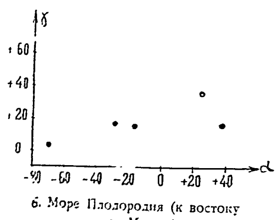
3. Море Кризисов (южн. часть)
კრიზისების ზღვა (სამხრ. ნაწილი)



4. Море Нектара (центр)
ნექტარის ზღვა (ცენტრი)

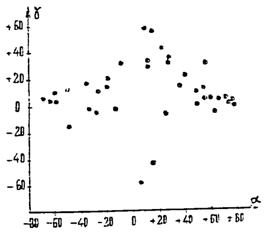


5. Море Нектара (южн. часть)
ნექტარის ზღვა (სამხრ. ნაწილი)

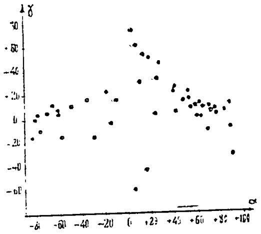


6. Море Плодородия (к востоку от Мессье)
ნაყოფიერების ზღვა (მესიეს აღმოსავლეთით)

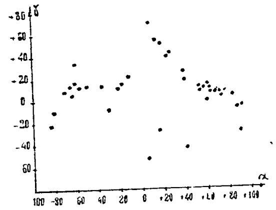
II. Дно кратеров
კრატერთა ფსკერები



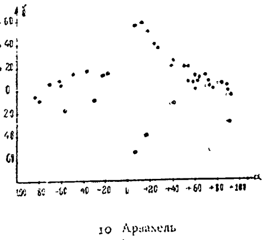
7. Автолик
ავტოლიკე



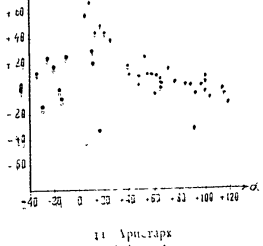
8. Альбатегний
ალბატეგნი



9. Альфонс
ალფონსი



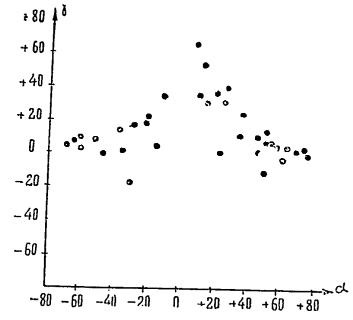
10. Арзахель
არზახელი



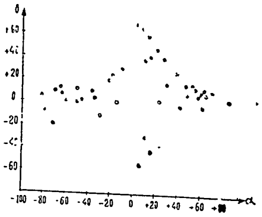
11. Аристарх
არისტარქე

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

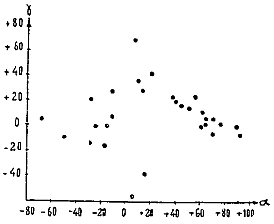
Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2



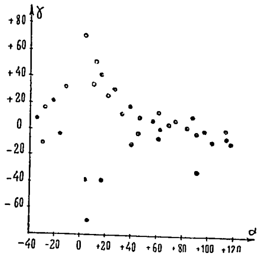
12. Аристилл—არისტილი



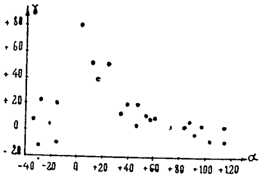
13. Аристотель—არისტოტელი



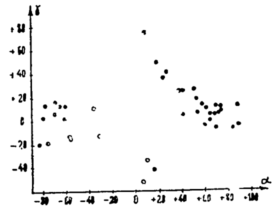
14. Архимед—არქიმედი



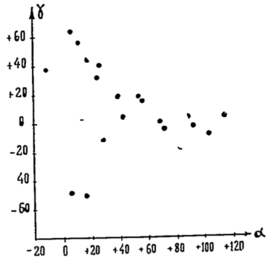
15. Гассенди
გასენდი



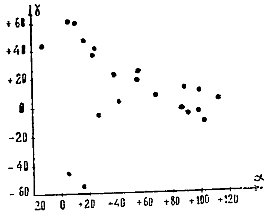
16. Геродот
ჰეროდოტი



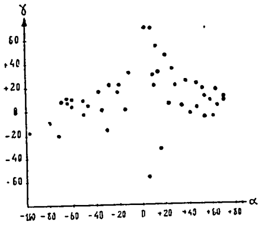
17. Гиппарх
ჰიპარქი



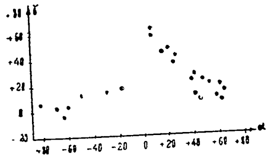
18. Гримальди (сев. часть)
გრიმალდი (ჩრდ. ნაწილი)



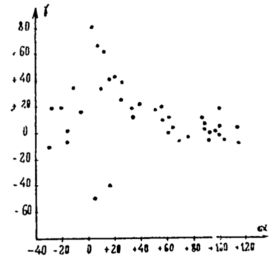
19. Гримальди (южн. часть)
გრიმალდი (სამხრ. ნაწილი)



20. Евдокс
ევდოქსი



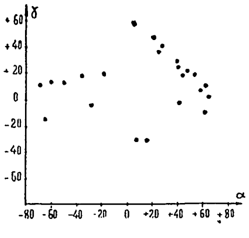
21 Катарина
კატარინა



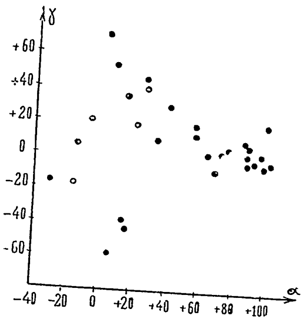
22 Кеплер
კეპლერი

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

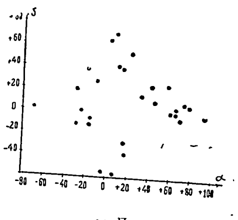
Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2



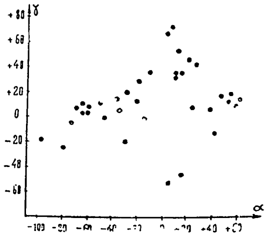
23 Кирилл
კირილე



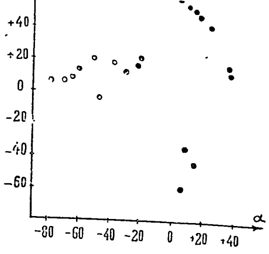
24. Коперник
კოპერნიკი



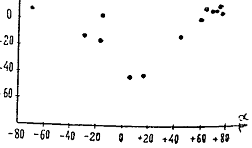
25. Платон
პლატონი



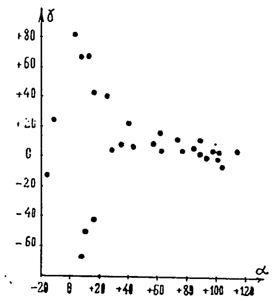
26 Посидоний
პოსიდონი



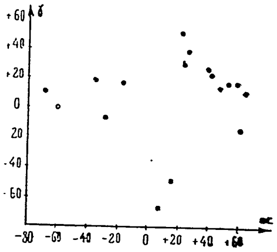
27. Прокл—პროკლე



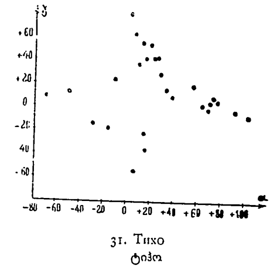
28. Птоломей—პტოლომე



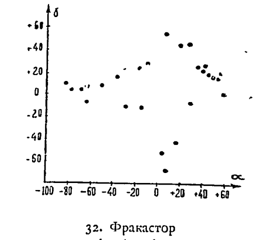
29. Риччьоли
რიჩიოლი



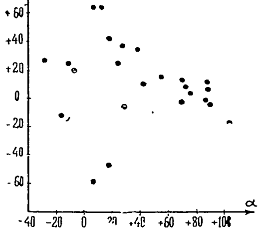
30. Теофил
თეოფილე



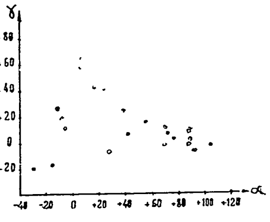
31. Тихо
ტიხო



32. Фракастор
ფრაკასტორი



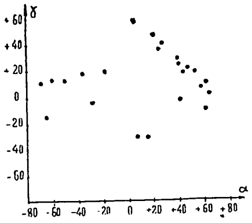
33. Шиккард (сев. часть)
შიკარდი (ჩრდ. ნაწილი)



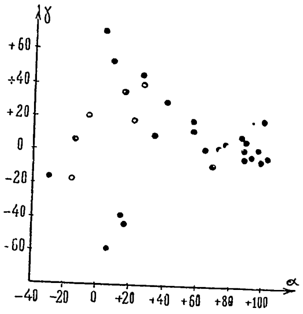
34. Шиккард (южн. часть)
შიკარდი (სამხრ. ნაწილი)

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

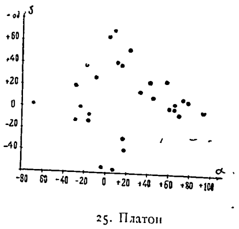
Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2



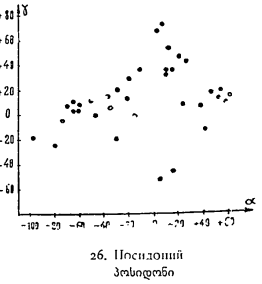
23 Кирилл
კირილე



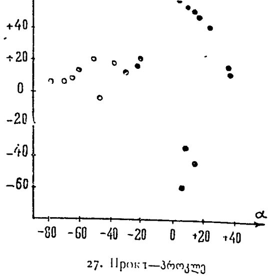
24. Коперник
კოპერნიკი



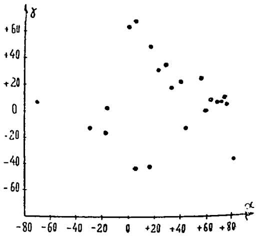
25. Платон
პლატონი



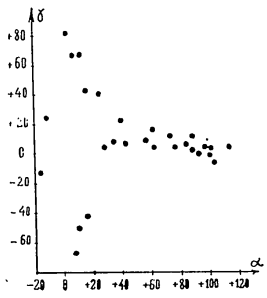
26. Посидоний
პოსიდონი



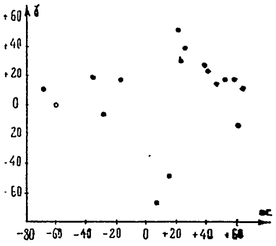
27. Прокл—პროკლე



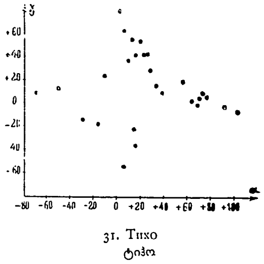
28. Птолемей—პტოლომე



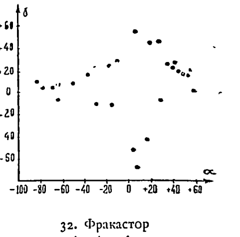
29. Риччоли
რიჩიოლი



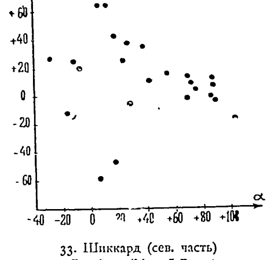
30. Теофил
თეოფილე



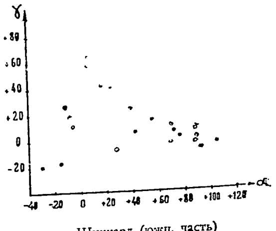
31. Тихо
ტიხო



32. Фракастор
ფრაკასტორი



33. Шиккард (сев. часть)
შიკარდი (ჩრდ. ნაწილი)

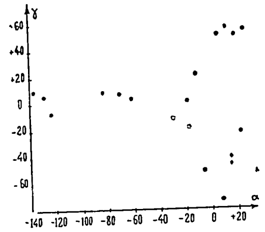


34. Шиккард (южн. часть)
შიკარდი (სამხრ. ნაწილი)

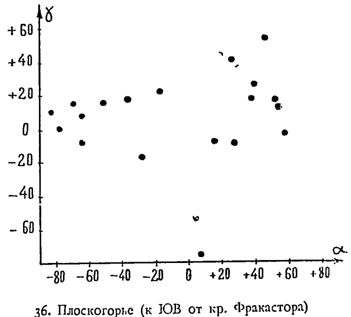
Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

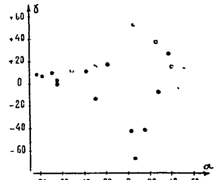
III. Материки и горные области
მატერიკები და მთიანი ადგილები



35. Кордильеры (к югу от берегов М. Кризисов)
კორდილიერები (კრიზისების ზღვის ნაპირებიდან სამხრეთით)

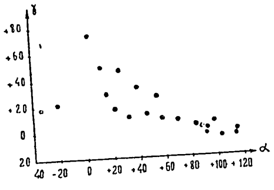


36. Плоскогорье (к ЮВ от кр. Фракастора)
ზეგანი (კრ. ფრაკასტორის სამხრ. აღმოსავლეთით)

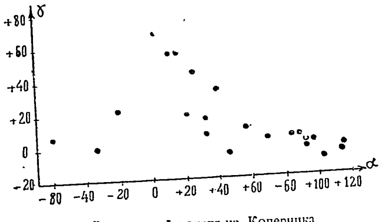


37. Плоскогорье (к ЮЗ от кр. Фракастора)
ზეგანი (კრ. ფრაკასტორის სამხრ. აღმოსავლეთით)

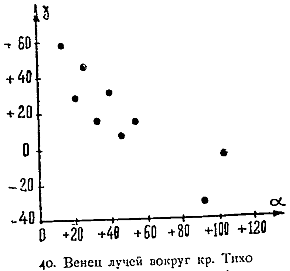
IV. Светлые лучи
ნათელი სხივები



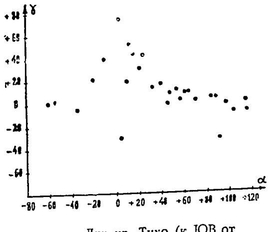
38. Венец лучей вокруг кр. Кеплера
სხივების გვირგვინი კრ. კეპლერის ირგვლივ



39. Венец лучей вокруг кр. Коперника
სხივების გვირგვინი კრ. კოპერნიკის ირგვლივ



40. Венец лучей вокруг кр. Тихо
სხივების გვირგვინი კრ. ტიხოს ირგვლივ



41. Луч кр. Тихо (к ЮВ от кр. Буллиальда)
კრ. ტიხოს სხივი (კრ. ბულიალდის სამხრ. აღმოსავლეთით)

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

ОГЛАВЛЕНИЕ — სარჩევი

Введение и постановка задачи 3

Глава I. Проблемы и методы исследования лунной поверхности

§ 1. Краткая история вопроса 8
§ 2. Особенности рельефа лунной поверхности 9
§ 3. Основные гипотезы, объясняющие морфологические особенности лунного рельефа 12
§ 4. Различные методы и основные результаты исследования лунной поверхности 19

Глава II. Поляриметрия лунной поверхности

§ 5. Некоторые сведения из теории поляризации света, отраженного и преломленного на границе двух сред 29
§ 6. Поляризация света, отраженного от лунной поверхности, по работам прежних исследователей 34

Глава III. Метод наблюдений и аппаратура

§ 7. Фотоэлектрический метод наблюдений, его преимущества и недостатки 42
§ 8. Краткое описание примененного электрофотометра 43
§ 9 Исследование поляризующих свойств телескопа . . . 44
§ 10 Исследование примененного поляроида 50

Глава IV. Наблюдательный материал

§ 11. Выбор лунных образований для наблюдения . . . 54
§ 12. Определение степени и направления поляризации . . . 56
§ 13 Вычисление углов фазы, падения, отражения и азимута . . 60
§ 14. Методика и обработка наблюдений 62
§ 15. Точность определения степени поляризации и ориентировки плоскости поляризации лунного света 66
§ 16 О влиянии поляризации света неба на значение поляризации света, отраженного от лунных объектов 70
§ 17 Результаты наблюдений таблицы и кривые 72

Обсуждение полученного материала (заключения) . . 102

Литература 110

რეზიუმე 114

Summary 123

Приложение 127

Кривые изменения степени поляризации света, отраженного от деталей лунной поверхности, в зависимости от угла фазы 129
Кривые изменения степени поляризации света, отраженного от деталей лунной поверхности, в зависимости от угла падения солнечных лучей . 138
Кривые изменения степени поляризации света, отраженного от деталей лунной поверхности, в зависимости от азимутального угла между плоскостями падения и отражения 149
Зависимости ориентировки плоскости поляризации света, отраженного от деталей лунной поверхности, от угла фазы 158

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

დაიბეჭდა საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემიის
სარედ.-საგამომც. საბჭოს დადგენილებით

*

პ/მგ. რედაქტორი ე. ხარაძე
გამომცემლობის რედაქტორი დ. ბაქრაძე
ტექრედაქტორი ა. თოდუა

გადაეცა წარმოებას 6.3.1957; ანაწყობის ზომა 7×12 ხელმოწერილია
დასაბეჭდად 3.6.1957; ქაღალდის ზომა 70×108 $^1/_{16}$;
ქაღალდის ფურცელი 5,25; საბეჭდი ფურცელი 14,4; საავტორო
ფურცელი 15,7; სააღრიცხვო-საგამომცემლო ფურცელი 15,9.
შეკვეთა 489; უე 01097; ტირაჟი 600
ფასი 12 მან. 20 კაპ.

საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემიის გამომცემლობის სტამბა
თბილისი, ა. წერეთლის ქ. 3/5

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

ფასი 12 მან. 20 კაპ.

საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემია
АКАДЕМИЯ НАУК ГРУЗИНСКОЙ ССР

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორია
მთა ყანობილი

ბიულეტენი

АБАСТУМАНСКАЯ АСТРОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ
ГОРА КАНОБИЛИ

БЮЛЛЕТЕНЬ

22

1958
საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემიის გამომცემლობა
თბილისი Тбилиси

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემია
АКАДЕМИЯ НАУК ГРУЗИНСКОЙ ССР

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორია
მთა ყანობილი

ბიულეტენი

АБАСТУМАНСКАЯ АСТРОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ
ГОРА КАНОБИЛИ

БЮЛЛЕТЕНЬ

22

1958
საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემიის გამომცემლობა
თბილისი
Тбилиси

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Отв. редактор Е. К. Харадзе

ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЯ СПЕКТРАЛЬНО ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ Σ12А

Н. Л. МАГАЛАШВИЛИ, Я. И. КУМСИШВИЛИ

Спектрально двойная звезда Σ12 А (*Boss* 35 яркая) наблюдалась нами в 1955 году с целью обнаружения возможной затменности. Эта звезда — более яркий компонент визуально двойной звезды Σ12 (*BD* +8°19).

Переменность лучевых скоростей звезды Σ12 А была обнаружена Мак Кормаком [1] в 1934 г. Тогда же было установлено, что она является спектрально двойной звездой, и получены следующие элементы:

$$p = 0^d.84166,$$
$$e = 0.027,$$
$$\gamma = 0.37 \text{ км/сек},$$
$$k_1 = 87.96 \text{ км/сек},$$
$$k_2 = 92.57 \text{ км/сек},$$
$$T = 2426974.194,$$
$$a_1 \sin i = 1017630 \text{ км},$$
$$a_2 \sin i = 1070980 \text{ км}.$$

Здесь p — период, e — эксцентриситет орбиты, γ—лучевая скорость центра тяжести системы, k_1 и k_2—полуамплитуды колебаний лучевых скоростей обеих звезд, T—начальная эпоха, a_1 и a_2 большие полуоси орбит главной звезды и спутника по отношению к центру тяжести, i—наклонение плоскости орбиты к плоскости, перпендикулярной к лучу зрения.

Мак Кормаком вычислено, на основе абсолютных величин компонент и соотношения масса-светимость, приблизительное значение угла i, которое получилось около 30°. Это условие делает маловероятным заметное затмение.

Тем не менее, эту звезду мы включили в программу наших электрофотометрических наблюдений с целью обнаружения возможной затменности хотя бы в малой степени, что могло бы проявиться в виде незначительного изменения блеска, доступного для выявления фотоэлектрическим методом.

Звезда Σ12 представляет собой интересный случай визуально двойной системы, у которой одна из компонент—спектрально двойная звезда. Фотоэлектрические наблюдения этой звезды велись нами на 33-см рефлекторе, в несмитовском фокусе которого расположен электрофотометр. До июля 1955 г. применялся электрофотометр, снабженный сурьмяно-цезиевым фотоэлементом, а затем—электрофотометр с сурьмяно-цезиевым фотоумножителем. Спектральные чувствительности фотоэлемента и фотоумножителя близки друг к другу. Первые тестировочные наблюдения проводились в моменты ожидаемых максимума и минимума блеска, т. е.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

при спектроскопических фазах, соответствующих наибольшему и наименьшему значению лучевых скоростей. После того, как было получено изменение блеска, наблюдения были распространены на остальные фазы периода.

Таблица I

$JD_{\odot}$	φ	Δm	Примечание	$JD_{\odot}$	φ	Δm	Примечание
	p	m			p	m	
2435337·465	0·768	0·817		2435395·359	0·554	0·807	
·486	793	818		·363	·559	·804	
·488	796	838		·369	·566	·828	
·491	·799	·824		396·279	·647	·838	
·494	803	·824		·284	·653	·834	
·502	·812	·825		·288	·658	·843	
·504	·815	·830		·291	·661	·843	
341·377	·416	793		·296	·667	·846	
·381	·421	766		·300	·672	·846	
·384	·425	791		·306	·679	·847	
·387	·428	[illegible]		·311	·685	·850	
·404	·448	·771		·315	·690	·843	
·406	·451	·790		·319	·695	·848	
·409	·454	784		·333	·711	·863	
·452	·506	·772		397·299	·859	·840	
·456	·510	·799	К концу наблюдений поднялись облака	·308	·871	·852	
·461	·516	819		·315	·877	·839	
·463	519	811		·320	·884	·843	
470	828	796		·324	·889	832	Поднялись облака
345·409	·207	848		·329	·895	·822	
412	·211	·859		·351	·921	·837	
·417	·216	840		445·295	·887	·812	
·420	220	830		·300	·842	·813	
·423	·224	822		·304	·893	·830	
·431	·233	834		·307	·897	·805	
·469	·278	843		·311	·906	·818	
·470	279	·808		·314	·909	·841	
·474	284	·848		·337	·937	·792	
476	·280	·842		·341	·941	·785	
393·241	·038	·785		·346	·947	·790	
·245	·042	·794		·350	·952	·803	
·248	·046	·805		·356	·959	·804	
·280	·084	·812		·360	·964	·784	На западе у горизонта облака
·283	·087	·831		·368	·974	·793	
·289	·094	·824		·371	·975	·776	
394·299	·294	·853		·376	·979	·778	
·308	·306	·853		·385	·991	777	
·312	310	·846		·389	·996	770	
·316	·315	·855		·393	·001	·742	
·320	·320	·862		·399	·008	·764	
·325	·325	·848		457·215	·047	·856	
·330	·331	848		·219	·052	·848	
·349	·359	·838		·223	·056	·854	
·354	360	·815		·241	·078	·854	
·361	368	·790		·250	·088	·857	
366	375	798		·254	·093	·855	
372	381	·780		·265	·106	·864	
·376	·386	·775		·268	·110	·858	
395·331	521	·808		·278	·122	852	
336	527	·802		·284	·129	·854	
440	·533	·800		·286	·131	·841	
343	535	·803		·291	·137	·852	
350	543	·788					
·355	549	804					

При наблюдениях звездой сравнения служила $BD+7°27$, расположенная недалеко от $BD+8°19$ и имеющая спектр, близкий к классу последней. Всего было получено 106 оценок блеска $BD+8°19$. Результаты наблюдений приведены в таблице I, в которой последовательно даны юлианский гелиоцентрический момент наблюдения, фаза, разность блеска звезды сравнения и переменной звезды.

Фазы вычислены по элементам:

$$M = 2434974.063 + 0^{d}.84166\ E,$$

где $0^{d}.84166$—период орбитального движения спектрально двойной звезды, определенный Мак Кормаком.

По наблюдениям обнаружено периодическое изменение блеска $BD+$ $+8°19$. Надо отметить, что вследствие весьма незначительного углового расстояния между компонентами визуально двойной $\Sigma 12$ пришлось ограничиться определением лишь суммарного блеска всей системы. Предварительные элементы опубликованы нами в Астрономическом Циркуляре АН СССР [2].

На основе полученных наблюдений построена нормальная кривая. В табл. II приведены последовательно: среднее значение фазы, среднее значение разности блеска звезды сравнения и переменной и число наблюдений, вошедших в образование нормальной точки. Кривая приведена на рис. 1.

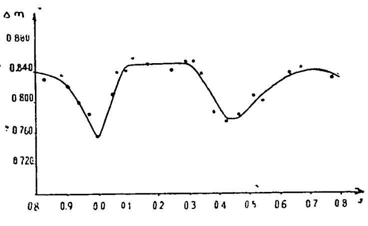


Рис. 1

Наши наблюдения с полной достоверностью устанавливают, что спектрально двойная $\Sigma 12$ A представляет собой затменно переменную.

Таблица II

φ	$\overline{\Delta m}$	n	$\overline{\varphi}$	$\overline{\Delta m}$	n
p	m		p	m	
0·002	0·753	3	0·470	0·782	3
·043	·810	4	·519	·808	5
·068	·839	4	·543	·800	7
·090	842	4	·637	·837	5
·113	·858	3	·679	·846	6
·163	·851	5	·773	·832	5
·242	·842	6	·822	·829	4
·292	·849	4	·884	·835	6
·315	854	3	·909	·818	6
·342	837	4	·947	·798	5
·385	·787	5	·977	782	5
·430	·777	4			

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

По полученной кривой блеска можно определить следующие элементы: амплитуда в главном минимуме $A_1 = 0^m09$, амплитуда вторичного минимума $A_2 = 0^m07$, продолжительность затмения $D = 0^p18$, смещение вторичного минимума относительно последовательных главных: $t_2 - t_1 - \frac{p}{2} = -0^p05$. Затмения частные. При этом следует отметить, что эти элементы характеризуют кривую изменения блеска всей системы. Истинные элементы будут несколько отличны от приведенных.

Тот факт, что вторичный минимум смещен относительно последовательных главных, говорит об эллиптичности орбиты, что находится в согласии со спектроскопическими данными.

Получение надежных орбитальных элементов Σ12 A на основании фотоэлектрических измерений встречает некоторое затруднение, ввиду необходимости исключить из наблюдений блеск более слабого компонента визуально двойной звезды Это требует специального определения его блеска в той же цветовой системе, что и имеющиеся фотоэлектрические наблюдения.

Январь. 1956 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mac Cormack E. ApJ 80. № 2. 1934.
2. Магалашвили Н. А., Кумсишвили Я. И, Астрономический циркуляр АН СССР. № 166, 1956.

ELECTROPHOTOMETRY OF THE SPECTROSCOPIC BINARY Σ12A

N. L. MAGALASHVILI J. J. KUMSISHVILI

(Summary)

The Σ12 star represents an interesting case of double visual system having a spectral binary as one of components.

Periodic brightness variations of Σ12A are revealed.

Our observations have established quite reliably that the spectroscopic binary Σ12A is an eclipsing variable.

January 1956

ᲐᲑᲐᲡᲗᲣᲛᲜᲘᲡ ᲐᲡᲢᲠᲝᲤᲘᲖᲘᲙᲣᲠᲘ ᲝᲑᲡᲔᲠᲕᲐᲢᲝᲠᲘᲘᲡ ᲑᲘᲣᲚᲔᲢᲔᲜᲘ № 22, 1958
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 22. 1958

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ 12 *LACERTAE*

Н. А МАГАЛАШВИЛИ, Я И КУМСИШВИЛИ

В 1912 году Адамс [1] обнаружил изменение лучевых скоростей звезды 12 Lac. Юнг [2] нашел период изменения равным 4.6 ч На основе фотоэлектрических наблюдений Стеббинс [3] обнаружил изменение блеска этой звезды. Тогда же стало известно, что она является звездой типа β Canis Majoris изменяющей свой блеск и лучевые скорости с главным периодом 0.ᵈ1931. Было подмечено также, что она имеет еще второй период 0.ᵈ1974.

Проведя фотоэлектрическое и спектроскопическое исследования 12 Lac. де Ягер [4] в 1953 г. пришел к заключению, что эти два периода недостаточно хорошо представляют наблюденные изменения блеска и лучевых скоростей Де Ягер утверждает, что кроме этих двух периодов должны иметься еще третий $p_3 = 0.1558$ и четвертый $p_4 = 0.162$ периоды, а возможно и пятый и шестой.

Де Ягер находит, что для решения этой чрезвычайно интересной задачи целесообразна организация непрерывных наблюдений из разных обсерваторий, расположенных на различных долготах. Так как амплитуда изменений блеска меняется между 0^m08 и $0^m.5$ полезны только фотоэлектрические наблюдения блеска.

По предложению де Ягера, в организованной им в 1956 г. международной кооперированной работе по фотоэлектрическим наблюдениям 12 Lac принимала участие и Абастуманская астрофизическая обсерватория

Наблюдения проводились с 28 августа по 11 сентября и с 27 сентября по 11 октября 1956 года, при помощи звездного электрофотометра, установленного в несмитовском фокусе 33-см рефлектора. В электрофотометре применен сурьмяно-цезиевый фотоумножитель.

Наблюдения велись без фильтра и через желтый фильтр. Эффективные длины волн—около 420 $m\mu$ и 527 $m\mu$, соответственно.

Методика наблюдений и их обработка была аналогичной применяемой в Абастуманской обсерватории, при наблюдениях переменных звезд с помощью электрофотометра [5, 6].

Звездами сравнения служили 1) 10 Lacertae и 2) 8 Lacertae. Получено 311 наблюдений.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

В таблице I последовательно даны: юлианские дни наблюдений, разность блеска звезд сравнения, выраженная в звездных величинах с желтым фильтром и без фильтра и число определений.

Таблица I

JD	$\Delta m_{2,1}$ $\lambda eff=527 m\mu$	$\Delta m_{2,1}$ $\lambda eff=420 m\mu$	n
2435721	$0^m.401$	$0^m.464$	29
722	416	468	24
723	402	358	28
724	404	472	22
726	405	461	8
745	401		19
746	413	470	25
747	406	470	26
748	405	476	23
751	398	476	14
752	407	474	18
754	408	465	24
755	416	474	11
756	400	467	15

28-го сентября (*JD* 2435745) наблюдения проводились с желтым и синим фильтрами ($\lambda eff = 381 m\mu$). Значение разности блеска звезд сравнения для этой даты в таблице опущено (ее значение 0^m526). Все наблюдения приведены к 10 Lac.

Таблица II

$JD_\odot$	$\Delta m_ж$	Δm	Примечание	$JD_\odot$	$\Delta m_ж$	Δm	Примечание
2435721·283	$0^m.430$	$0^m.478$		2435722 249	$0^m.387$	$0^m.425$	
287	381	468		255	402	454	
292	389	446		262	431	456	
298	327	446		270	452	460	
303	333	481		277	400	460	
307	365	466		282	422	469	
312	363	459		287	375	470	
317	332	456		292	332	470	
321	349	462		305	360	460	
326	346	453		311	357	458	
332	326	457		321	379	440	
354	320	455		328	308	408	
358	344	436		333	352	431	
363	345	443		354	348	388	
371	350	430		360	312	404	
392	347	426		365	312	427	
396	335	408		372	353	426	
402	358	426		401	305	413	
407	341	416		407	349	420	
418	350	410		413	388	416	
434	369	440		417	349	430	
442	372	445		422	370	442	
454	368	456		439	389	452	
460	388	461		451	372	470	
466	411	462		455	392	450	
472	393	450		723·247	426	474	
478	378	444		252	421	474	
483	391	455		258	404	450	
				262	349	441	

Продолжение табл. II

$JD_\odot$	$\Delta m_ж$	Δm	Примечание	$JD_\odot$	$\Delta m_ж$	Δm	Примечание
2435723·266	$0^m.379$	$0^m.456$		2435745·283	$0^m.371$	$0^m.500$	
271	364	432		289	381	455	
275	380	427		303	323	463	
279	336	434		307	303	432	
285	328	426		314	307	426	
289	316	404		329	301	397	
307	304	368		345	310	425	
313	320	360		350	327	438	
319	340	369		356	314	[illegible]	
325	315	380		367	332	466	
354	318	408		372	362	490	
360	330	419		378	354	520	
366	365	438		746 236	316	418	
370	375	433		245	330	425	
374	371	441		250	364	420	
379	394	453		255	368	421	
383	397	470		260	357	390	
389	404	471		267	320	402	
395	422	467		271	340	393	
401	418	445		274	330	385	
423	378	466		283	306	373	
427	377	471		287	318	391	
434	405	461		312	343	439	
724·280	320	412		324	329	416	
286	329	409		330	345	431	
292	315	412		336	370	434	
298	351	434		341	397	454	
312	372	444		348	400	470	
318	380	451		353	306	465	
326	355	441	На зап облака	360	412	485	
333	383	465		387	409	485	
344	388	454		409	418	481	
350	396	465		415	404	462	
357	438	470		420	416	449	
369	430	472		426	368	435	
376	398	478		435	355	449	
382	413	471		747·221	366	432	
387	403	476		228	360	435	
394	377	450		233	345	428	
399	394	459		239	346	[illegible]	
416	340	441		245	345	410	
422	350	423		249	336	416	
427	354	420		253	326	409	
433	386	421		259	323	396	
447	356	415		264	310	414	
453	337	395		270	308	395	
458	367	395		300	348	432	
726 260	416	433		307	357	449	
267	423	450		312	368	434	
274	406	458		319	370	459	
279	418	478		325	374	457	
285	403	485		330	362	468	
291	445	510		335	390	453	
358	324	413		340	411	455	
364	303	401	Наблюд. прерваны облаками	345	392	466	
745·237	425	537		349	396	472	
247	413	534		354	412	468	
253	420	551		380	383	440	
258	382	528		384	393	442	
265	423	520		389	360	463	
271	376	520		393	361	451	
278	370	480		398	386	466	

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Продолжение табл. II

$JD_{\odot}$	$\Delta m_{ж}$	Δm	Примечание
2435747·406	0·415	0·466	
412	398	460	
417	400	456	
421	378	472	
748·222	301	418	
228	332	414	
236	337	438	
246	344	400	
251	315	389	
257	304	388	
262	299	410	
268	347	414	
272	352	418	
277	337	429	
281	354	436	
307	349	480	
316	303	494	
322	402	486	
328	400	492	
335	404	490	
339	398	490	
344	374	506	
348	404	509	
353	397	478	
358	392	485	
367	416	484	
419	397	402	
423	335	390	
427	341	394	
431	351	399	
751 241	380	450	
248	380	445	
255	377	437	
266	363	423	
272	346	422	
278	336	415	
283	332	418	
301	340	411	
307	342	389	
321	366	417	
329	366	440	
346	362	426	
351	362	430	
356	382	460	
371	396	478	
379	410	481	
385	404	490	
389	434	471	
404	453	492	
410	436	492	
415	422	485	
423	431	476	
427	433	470	
752·244	324	397	
251	310	394	
255	311	394	
261	332	391	
267	334	394	
292	322	408	
297	338	414	
310	350	445	
315	346	450	
2435752·321	0·378	0·453	
326	395	481	
331	401	483	
364	421	493	
372	418	479	
376	407	475	
387	386	462	
393	386	452	
405	385	428	
411	378	430	
416	370	417	
420	343	412	
754·272	404	446	
278	372	456	
290	394	466	
294	398	464	
300	396	471	
316	396	459	
323	406	487	
328	415	482	
344	398	469	
348	398	454	
353	393	454	
359	386	456	
365	367	463	
371	359	450	
383	330	407	
387	335	412	
407	304	374	
412	293	381	
423	294	366	
430	312	382	
443	331	411	
448	352	416	
454	364	464	
460	361	412	
755 278	429	483	
285	442	506	
289	453	494	
296	433	485	
302	420	489	
308	399	476	
314	398	478	
319	390	461	
336	343	426	
342	359	396	
348	327	382	
355	319	364	
362	316	361	
369	318	355	
383	304	358	Наблюдения прерваны облаками
756·326	334	376	
336	328	396	
342	327	386	
350	351	406	
358	343	404	
364	346	398	
370	339	404	
392	358	424	
400	352	445	

Окончание табл. II

$JD_{\odot}$	$\Delta m_{ж}$	Δm	Примечание
2435756 407	0 372	0·461	
414	394	458	
419	406	480	
450	421	469	
2435756·458	0·402	0 442	
466	387	438	
489	377	424	
496	321	439	

В таблице II последовательно приведены: юлианские гелиоцентрические моменты наблюдений, разности блеска переменной и звезды сравнения с желтым фильтром и без фильтра, соответственно (для даты 28/IX с желтым фильтром и синим фильтром) и примечания.

На рис. 1 (а, б, в, г) приведены кривые изменения блеска за отдельные ночи. Нижние кривые—с желтым фильтром, верхние—без фильтра (для 28/IX с синим фильтром). (Кривые см на стр. стр 12—18).

ЛИТЕРАТУРА

1. Adams W S Aph J 35, 179, 1912.
2. Young R K Publ Dom obs. Ottawa, 3 № 3, 87, 1915
3. Stebbins J Pop astr, 25, 657, 1917.
4 De Jager Bull astr inst Netherlands 12. № 449 195.
5. Магалашвили Н. Л, Бюлл. Абастум. астрофизич. обс., № 10, 1, 1949.
6. Размадзе Н. А, Астр. журн. 33, 3 1956.

Март, 1957 г.

PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF 12 LACERTAE

N L MAGALASHVILI, J. J KUMSISHVILI

(Summary)

Abastumani Observatory has taken part in the international cooperative photoelectric observations of the 12 Lacertae star proposed to, us by Dr. C. de Jager of the Sonnenborgh Observatory, Nederland, in August and September, 1956.

Observations were being carried out with the aid of a stellar electrophotometer supplied with an antimony-caesium photomultiplier.

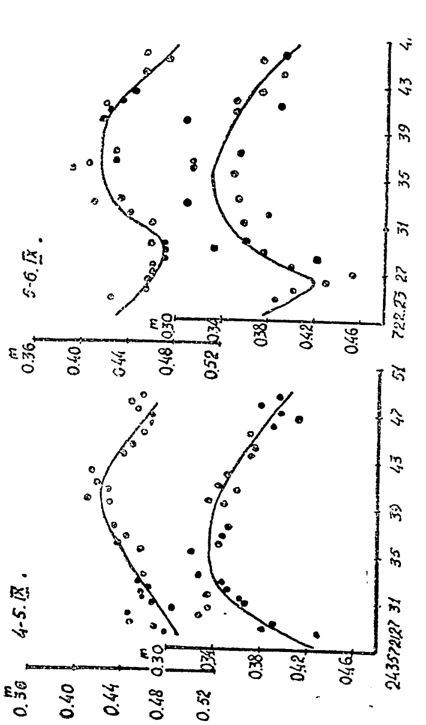
311 observations were obtained without filter ($\lambda eff=420m\mu$) and with yellow filter ($\lambda eff=527m\mu$).

The paper gives individual observations and brightness curves for separate nights (pp 12—18).

March. 1957.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2



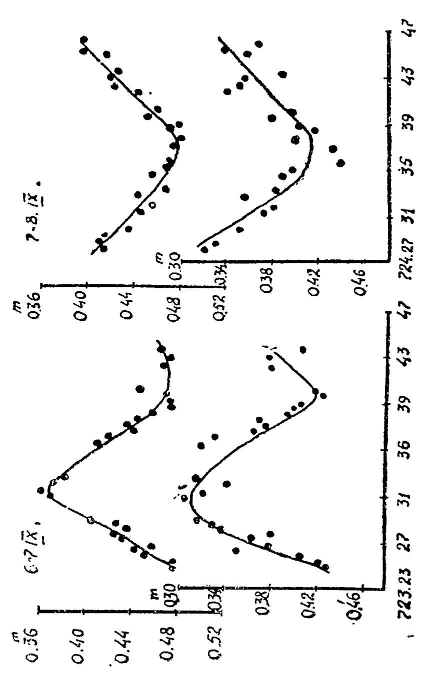
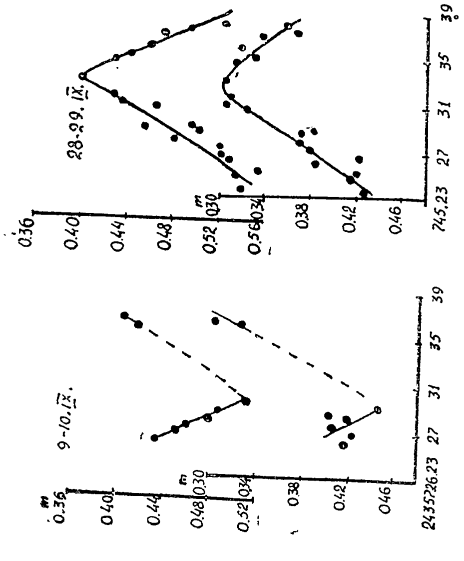


Рис. 1а

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2



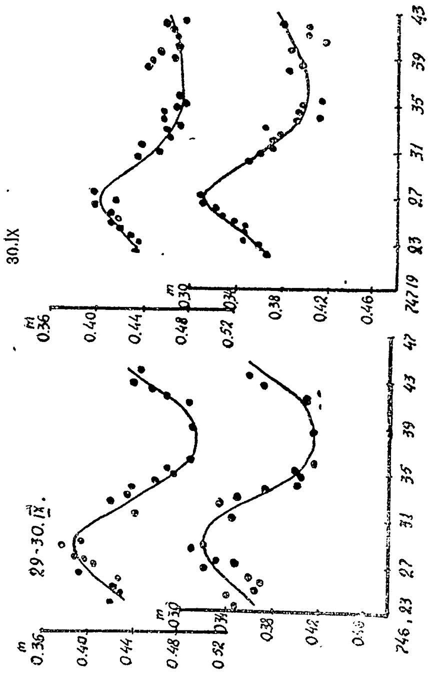
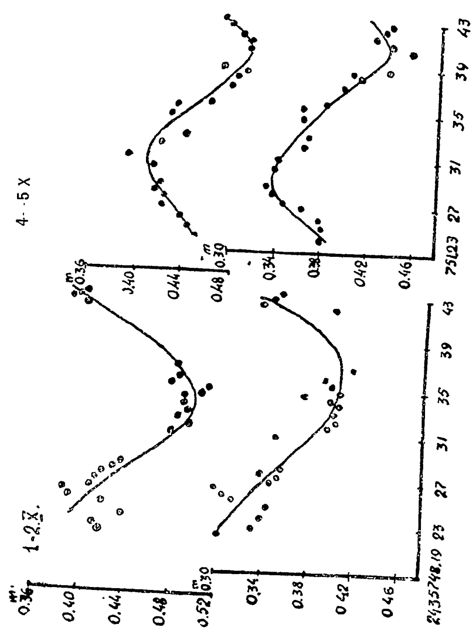


Рис. 16

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2



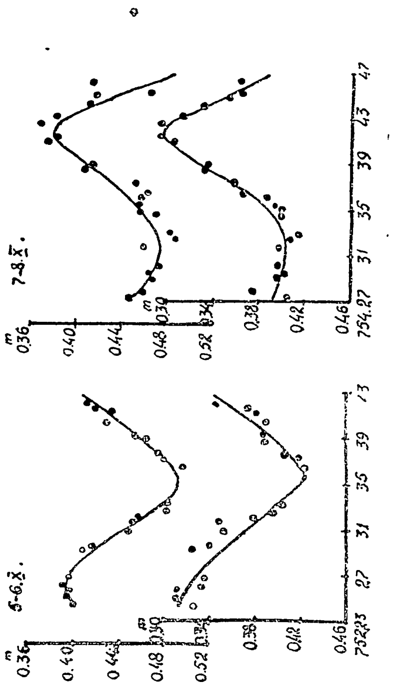


Рис. 1в

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

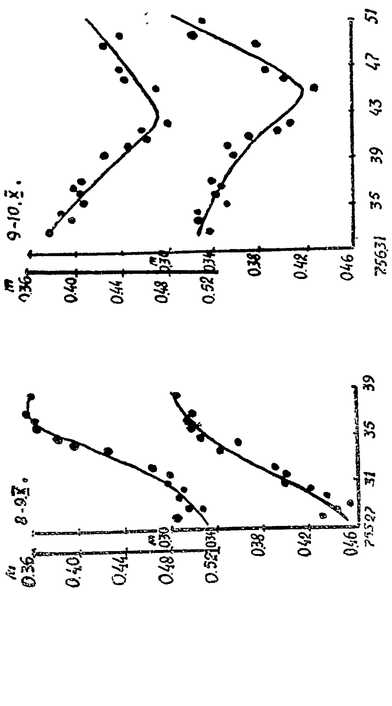


Рис. 1

ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗДЫ *HD* 217050

Н. Л. МАГАЛАШВИЛИ. Я. И КУМСИШВИЛИ

М. Ф. Уокер (обсерватория Уорнер и Суэси, США) организовал международные кооперированные фотоэлектрические наблюдения звезды *HD* 217050, в которых по предложению Уокера участвовала и Абастуманская астрофизическая обсерватория. Согласно разработанной Уокером программе, наблюдения велись в два периода: с 14 июля по 30 июля и с 13 августа по 29 августа 1956 года.

Звезду *HD* 217050 Уокер исследовал фотоэлектрически в 1950 — 1952 гг. [1]. По его наблюдениям амплитуда изменения блеска оказалась $0.^m2$; причем она не остается постоянной. Период изменения блеска около $0.^d8$, продолжительность минимума—около $0.^d4$. Выяснилось, что изменяются также, как длина периода, так и фаза минимума. Эта звезда интересна тем, что возможным объяснением изменения ее блеска Уокер считает существование темных пятен, которые, образуясь на или около поверхности звезды, вращаются вместе со звездой. Прохождение темной, более холодной области через видимое полушарие звезды может вызывать изменение блеска и возможные изменения цвета, также как изменения амплитуд минимумов, по мере увеличения или уменьшения размеров и интенсивностей пятен.

Наблюдения звезды проводились нами при помощи звездного электрофотометра, установленного в несмитовском фокусе 33-см рефлектора. В электрофотометре применен сурьмяно-цезиевый фотоумножитель.

Наблюдения велись с желтым фильтром ($\lambda_{eff} = 527 m\mu$). Методика наблюдений и их обработка была аналогичной, применяемой в Абастуманской обсерватории при наблюдениях звезд с помощью электрофотометра [2, 3].

Звездами сравнения служили:

1. *HD* 217782
2. *HD* 215664
3. *HD* 215373

Получено 212 наблюдений.

Нами определены разности блеска звезд сравнения В последние три ночи наблюдений: 15/VIII, 18/VIII, 27/VIII, кроме наблюдений с желтым фильтром, получены также наблюдения с синим фильтром ($\lambda_{eff} = 381 m\mu$).

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Таблица I

JD	$\Delta m_{2,1}$ $\lambda eff = 527 m\mu$	$\Delta m_{2,1}$ $\lambda eff = 381 m\mu$	$\Delta m_{3,1}$ $\lambda eff = 527 m\mu$	$\Delta m_{3,1}$ $\lambda eff = 381 m\mu$	n
2435672	$0^m.803$		$0^m.162$		3
676	792		163		3
678	800		165		3
680	788		160		3
683	792		160		1
684	798		159		4
685	798		157		4
701	790	$1^m.023$	159	$1^m.289$	3
704	788	1.034	157	1.290	5
713	791	1.034	171	1.283	1

В таблице I последовательно даны: юлианские дни наблюдений, разности блеска между первой и второй звездами сравнения в желтом фильтре, для последних трех ночей наблюдений—те же разности в синем фильтре, затем—разности блеска между третьей и первой звездами сравнения в желтом фильтре, а для последних трех ночей наблюдений—те же разности в синем фильтре, и, наконец,—число определений. Все наблюдения приведены к первой звезде сравнения.

Таблица II

$JD_\odot$	Δm	Примечание	$JD_\odot$	Δm	Примечание
2435672.370	$0^m.370$		2435678.456	$0^m.350$	Прозрачность плохая
376	350		464	366	
380	337		469	353	
384	358		471	364	
391	348		678.399	358	
398	353		403	358	
401	354		408	347	
405	403		410	330	
409	348		414	350	
444	339		417	348	
448	331		433	351	
451	335		442	350	
453	326		446	341	
456	329		451	343	
458	347		452	350	
464	339		455	372	
467	348		458	375	
471	332		460	366	
676.387	327		463	374	
394	338		467	363	
399	348		471	356	
403	368		476	362	
408	355		680.356	311	
412	348		364	305	
415	368		370	310	
417	362		374	333	
424	386		378	334	
428	396		381	330	
437	384		384	333	
446	376		390	335	
449	376		394	320	
453	378		398	330	

Продолжение табл. II

$JD_\odot$	Δm	Примечание	$JD_\odot$	Δm	$\Delta m'$	Примечание
2435680.401	$0^m.334$		2435685.322	$0^m.372$		
403	341		326	356		
408	366		330	385		
410	342		334	371		
413	330		344	361		
416	364		348	381		
445	362		360	376		
449	358		363	373		
452	357		378	373		
455	337		381	357		
459	348		385	368		
463	363		388	358		
466	356		399	364		
470	353		403	394		
473	344		408	383		
476	344		410	354		
478	344		442	360		
481	355		446	359		
484	350		452	354		
683.351	272		455	347		
355	267		458	364		
360	307		462	369		
363	308		466	350		
366	311		469	348		
369	328		471	338		
371	330		478	340		
374	318		484	334		
377	314		487	352		
381	335		491	351		
392	341		701.348	348	$-0^m.044$	
396	350		355	354	−0.034	
399	352		359	342	−0.032	
403	328		364	350	−0.035	
406	328		370	346	−0.042	
417	322		375	342	−0.044	
430	343		380	321	−0.061	
434	361		385	327	−0.048	
438	341		391	312	−0.059	
684.341	323		396	320	−0.046	
345	306		402	344	−0.051	
350	311		416	348	−0.044	
355	322		434	328	−0.053	
359	342		441	348	−0.044	
364	336		447	350	−0.040	
373	343		454	366	−0.024	
380	336		479	372	−0.044	
385	346		486	397	−0.025	
400	348		492	392	−0.016	
404	324		497	370	−0.025	
409	344		503	364	−0.030	
413	346		509	367	−0.027	
421	332		704.292	304	−0.073	
426	368		298	322	−0.054	
440	345		302	339	−0.044	
446	357		308	335	−0.055	
449	360		312	317	−0.068	
453	374		318	327	−0.056	
465	367		325	341	−0.071	
469	353		329	335	−0.061	
476	408		334	333	−0.067	
480	386		339	342	−0.065	

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Окончание табл. II

$JD_{\odot}$	Δm	$\Delta m'$	Примечание	$JD_{\odot}$	Δm	$\Delta m'$	Примечание
	m	m			m	m	
2435704·345	0·332	−0·054		2435704·484	0·336	−0·046	
359	338	−0·057		497	345	−0·053	
366	321	−0·050		513	352	−0·051	
370	354	−0·057		518	338	−0·060	
375	348	−0·069		713·364	381	−0·021	
381	354	−0·065		371	368	−0·038	
386	331	−0·058		375	323	−0·045	
393	332	−0·037		378	354	−0·028	
397	326	−0·035		383	349	−0 035	
411	342	−0·056		388	330	−0·054	
449	361	−0·050		392	314	−0·079	
454	364	−0·040		395	306	−0·064	Наблюдения прерваны облаками
468	338	−0·045					
473	343	−0·026					

В таблице II последовательно приведены: юлианский гелиоцентрический момент наблюдения, разности блеска переменной и звезды сравнения с желтым фильтром, а для последних трех ночей и для синего фильтра.

На рис. 1 (а, б) приведены кривые блеска за отдельные ночи. Для последних трех ночей нижние кривые относятся к наблюдениям с желтым фильтром; верхние—с синим. (Кривые см. на стр. стр. 23—24).

Март, 1957 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Walker M. F Aph J. 118 481, 1953
2. Магалашвили Н. Л, Бюлл. Абастум. астрофизич. обс. № 10, 1, 1949.
3. Размадзе Н. А., Астр журн. 33, 3, 1956.

ELECTROPHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF *HD* 217050

N. L MAGALASHVILI, J J. KUMSISHVILI

(Summary)

Abastumani observatory has participated in the international cooperative photoelectric observations of the *HD* 217050 star in July and August, 1956 proposed to us by Dr. M. F. Walker of the Warner and Swasey Observatory, Cleveland, USA.

Observations were being made using a stellar electrophotometer with an antimony-caesium photomultiplier.

212 observations were obtained with yellow filter ($\lambda_{eff} = 527 m\mu$).

Individual observations and brightness curves for separate nights are presented (pp 23—24).

March, 1957.

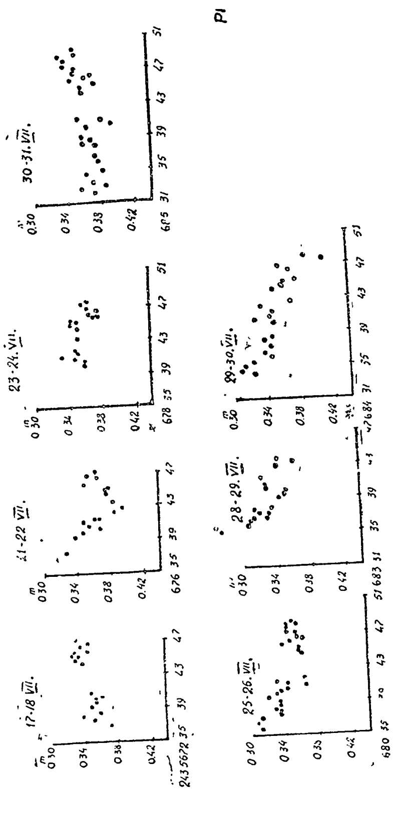


Рис. 1а

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

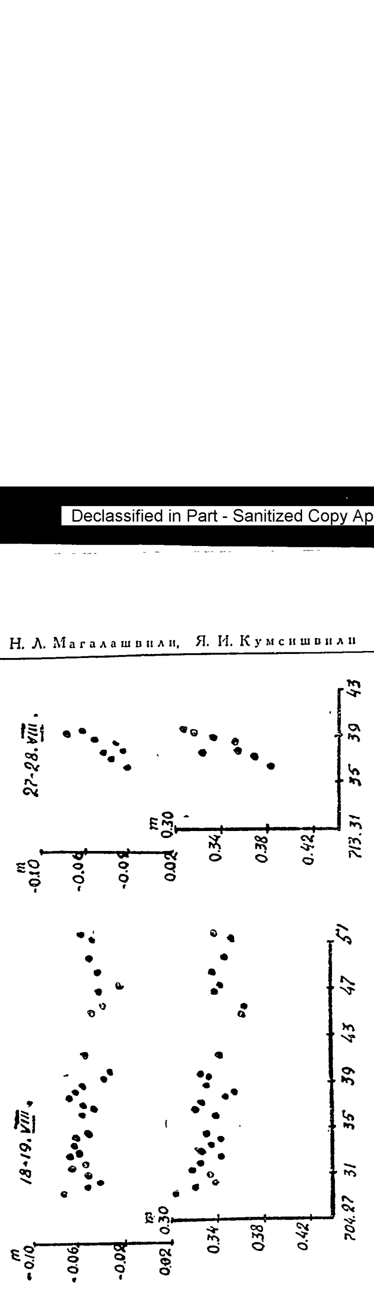


Рис. 1б

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 22, 1958
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 22, 1958

КАТАЛОГ СПЕКТРАЛЬНЫХ АБСОЛЮТНЫХ ВЕЛИЧИН 766 ЗВЕЗД СПЕКТРАЛЬНЫХ ТИПОВ B и A В 44-х ПЛОЩАДЯХ КАПТЕЙНА, РАСПОЛОЖЕННЫХ ВДОЛЬ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ПОЯСА ($|b| < 30°$)

Р. А. БАРТАЯ

Первая опытная работа по определениям абсолютных величин звезд спектральных типов B и A, начатая нами еще в 1948 году, была успешно завершена в 1951 году [1].

С тех пор мы продолжали систематические определения абсолютных величин в избранных Площадях Каптейна. Окончательной целью этих определений являлось составление каталога спектральных абсолютных величин звезд спектральных типов B и A в Площадях Каптейна, расположенных в зоне $\pm 30°$ по галактической широте. В настоящее время эту задачу можно считать осуществленной нами, если не принимать во внимание Площади Каптейна №№ 1, 2, 3, 7, которые мы исключили из рассмотрения. Последние расположены около Северного Полюса Мира (склонение первой $+89°$, а трех остальных около $+75°$) и, при используемом нами способе расширения спектра, для них невозможно было получить требуемый наблюдательный материал (вспомним, что расширение спектра достигалось замедлением движения часового механизма телескопа).

Наряду с этой работой нами были определены также абсолютные величины 137 звезд спектральных типов $B8$ и $B9$, расположенных в высоких галактических широтах [2]. Последняя работа была выполнена, помимо общих звездно-астрономических целей, также и для специальных, связанных с обсуждением Абастуманского фундаментального каталога фотоэлектрических цветовых эквивалентов (В. Б. Никонов, [3]).

Итак, в настоящей работе представлены абсолютные величины 766 звезд спектральных типов B и A в 44-х Площадях Каптейна (таблица I), расположенных вдоль галактического пояса $b < \pm 30°$. Сюда включены и те Площади Каптейна (№№ 20, 22, 23, 25, 26, 41), данные о которых помещены в нашей предыдущей работе [1]. Это было сделано для полноты нашего Каталога.

Подробное описание наблюдательной аппаратуры, методика получения наблюдательного материала и определения абсолютной величины дается в нашей, цитированной выше, работе [1]. Здесь мы лишь вкратце напомним об основных моментах.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Таблица I

ПК	α_{1950}	δ_{1950}	l	b	ПК	α_{1950}	δ_{1950}	l	b
8	1^h03^m	+60°26′	92°	− 2°	46	2^h32^m	+30°23′	117°	−27°
9	3 08	−60 32	106	+ 3	47	3 26	+30 11	127	−21
10	5 12	+60 14	118	+13	48	4 26	+30 17	136	−12
11	7 11	+59 55	123	+27	49	5 27	+29 43	145	− 2
17	19 24	+60 16	59	+19	50	6 27	+29 49	151	+10
18	21 25	+60 23	68	+ 6	51	7 27	+29 54	156	+22
19	23 25	+60 17	81	− 1	62	17 57	+30 00	24	+23
20	0 43	+45 37	89	−17	63	19 02	+30 04	29	+10
21	1 39	+45 15	99	−17	64	20 00	+30 08	35	− 1
22	2 41	+45 23	111	−13	65	21 01	+30 22	43	−12
23	3 42	+45 10	120	− 7	66	22 00	+30 24	53	−21
24	4 43	+44 56	128	0	67	23 03	+30 27	65	−28
25	5 41	+44 51	133	+ 9	72	4 13	+15 18	146	−24
26	6 40	+44 47	138	+18	73	5 17	+15 04	156	−11
27	7 42	+44 43	141	+29	74	6 18	+15 09	163	+ 1
37	17 50	+45 00	39	+28	75	7 17	+15 05	170	+14
38	18 47	+45 14	42	+18	76	8 18	+14 51	177	+27
39	19 49	+44 58	47	+ 9	85	17 12	+14 56	4	+27
40	20 49	+45 11	53	0	86	18 13	+15 01	10	+13
41	21 52	+45 14	61	− 8	87	19 13	+15 05	17	0
42	22 51	+45 26	70	−13	88	20 12	+15 19	24	−12
43	23 52	+45 07	80	−17	89	21 10	+15 22	33	−23

Наблюдательный материал получен с 15°.5 объективной призмой, монтированной на 20-см камере 40-см рефрактора. Светосила камеры 1:5. При двухчасовой экспозиции получаются спектры звезд до 9.5 величины. Линейная дисперсия получаемого спектра 115 Å/мм около $H\delta$.

Накопление наблюдательного материала продолжалось, в основном, с мая 1948 года по октябрь 1955 года (таблица II).

Некоторая часть наблюдательного материала получена Н. Б. Каландадзе, которая одновременно с нами производила определения абсолютных величин для звезд спектральных типов G и K в тех же Площадях Каптейна (см. статью Н. Б. Каландадзе в этом же номере Бюллетеня).

Сначала для каждой Площади Каптейна мы получали 3—4 негатива (с экспозицией полтора-два часа). Но первые же определения показали, что получаемые по различным негативам абсолютные величины отлично согласуются между собою; вероятная ошибка определения абсолютной величины $\rho = \pm 0.^m10$. Этому способствовало высокое качество наблюдательного материала и то обстоятельство, что по каждому негативу мы получали среднее из трех определений абсолютной величины (различные редукционные кривые). Поэтому, впоследствии мы ограничивались только двумя негативами, а в тех случаях, когда в данной площадке было мало звезд, даже одним.

Критериями абсолютной величины служили полные поглощения в водородных линиях Бальмера ($H\gamma$, $H\delta$, $H\varepsilon$).

Измерение велось при широкой щели микрофотометра; измерения выполнены на так называемом быстром микрофотометре. Щель вырезала из измеряемого участка спектра полоску шириной в среднем 18 Å.

Таблица II

№№	№ негатива	Дата	ПК	№№	№ негатива	Дата	ПК
1	2026	9· 7·1946	42	60	3304	1·12·1950	46
2	2079	22· 9· „	37	61	3305	1·12· „	24
3	2086	30· 9· „	18	62	3306	3·12· „	46
4	2089	2·10· „	18	63	3307	3·12· „	46
5	2091	7·10· „	21	64	3308	5·12· „	24
6	2192	24·12· „	11	65	3310	5·12· „	24
7	2197	17· 1·1947	11	66	3340	17·12· „	50
8	2199	16· 2· „	27	67	3341	17·12· „	51
9	2200	16· 2· „	27	68	3347	8· 1·1951	50
10	2441	15· 5·1948	39	69	3348	8· 1· „	51
11	2532	11· 8· „	38	70	3349	8· 1· „	50
12	2533	11· 8· „	38	71	3350	8· 1· „	51
13	2537	6· 9· „	17	72	3352	10· 1· „	51
14	2538	6· 9· „	17	73	3462	7· 6· „	39
15	2539	6· 9· „	17	74	3463	10· 6· „	39
16	2546	9· 9· „	20	75	3488	11· 7· „	65
17	2547	9· 9· „	41	76	3503	27· 7· „	65
18	2549	26· 9· „	41	77	3507	28· 7· „	65
19	2550	27· 9· „	20	78	3508	29· 7· „	65
20	2551	4 10· „	41	79	3509	29· 7· „	19
21	2553	4·10· „	20	80	3530	11· 8· „	19
22	2565	8·10· „	22	81	3531	11· 8· „	19
23	2567	8·10· „	25	82	3666	28·12· „	49
24	2574	29·10· „	22	83	3667	28·12· „	49
25	2576	29·10· „	25	84	3668	28·12· „	49
26	2586	31·10· „	23	85	3669	29·12· „	49
27	2587	31·10· „	26	86	3672	30·12· „	48
28	2588	31·10· „	26	87	3673	30·12· „	48
29	2777	26· 6·1949	38	88	3701	17· 2·1952	48
30	2781	3· 7· „	41	89	4539	31· 7·1954	88
31	3067	15· 4·1950	62	90	4540	1· 8· „	87
32	3068	15· 4· „	62	91	4541	6· 8· „	87
33	3083	23· 4· „	62	92	4572	24· 8· „	88
34	3089	24· 4 „	63	93	4574	25· 8· „	43
35	3126	16· 6· „	63	94	4575	25· 8· „	89
36	3218	5· 9· „	64	95	4576	26· 8· „	89
37	3219	6· 9· „	20	96	4577	26· 8· „	43
38	3220	9· 9· „	20	97	4578	26· 8· „	42
39	3222	12· 9· „	22	98	4653	6·10· „	72
40	3223	12· 9· „	23	99	4654	6·10· „	73
41	3226	13· 9· „	64	100	4710	20· 1·1955	76
42	3227	13· 9· „	64	101	4711	20· 1· „	76
43	3228	13· 9· „	66	102	4712	27 1· „	74
44	3229	13· 9· „	67	103	4713	28· 1· „	73
45	3232	14· 9· „	66	104	4714	28· 1· „	75
46	3233	14· 9· „	66	105	4715	29· 1· „	74
47	3234	14· 9· „	66	106	4719	21· 2· „	75
48	3239	15· 9· „	67	107	4761	26· 5· „	85
49	3242	17· 9· „	67	108	4763	12· 6· „	86
50	3243	17· 9· „	67	109	4764	16· 6· „	86
51	3244	18· 9· „	38	110	4765	16· 6· „	40
52	3270	17·10· „	23	111	4766	17· 6· „	40
53	3274	18·10 „	25	112	4921	13·10· „	9
54	3275	18·10· „	26	113	4922	13·10· „	10
55	3282	5·11· „	47	114	4923	14·10· „	8
56	3283	5·11· „	47	115	4924	14·10· „	9
57	3287	11·11· „	47	116	4925	14·10· „	10
58	3294	13·11· „	46	117	4926	14·10· „	21
59	3302	30·11· „	46				

Такая полоска содержит главную часть даже очень сильных водородных линий и тем самым характеризует полное поглощение в этих линиях.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Наряду с водородными линиями измерялись также непрерывные участки спектра с центрами λ4020, λ4055, λ4160, λ4280, λ4405 Å.

Редукционные кривые построены на основе следующих соотношений:

$$\frac{N_1}{H_\gamma},\ \frac{N_2}{H_\delta}\ \text{и}\ \frac{N_3}{H_\varepsilon},$$

где

$$N_1=\frac{I_{4280}+I_{4405}}{2},\quad N_2=\frac{I_{4055}+I_{4160}}{2},\quad N_3=I_{4020},$$

$$H_\gamma=I_{H_\gamma},\ H_\delta=I_{H_\delta},\ H_\varepsilon=I_{H_\varepsilon};$$

(I—означает интенсивность).

Для 19-ти звезд, общих со списком Гюнтера [4], сопоставление этих соотношений, которые, как видно, представляют собой не полные поглощения, а некоторые, пропорциональные последним величины, выраженные в произвольных единицах, с полными поглощениями или эквивалентными ширинами водородных линий показало, что они очень хорошо характеризуют последние и свободно могут заменить их при построении редукционных кривых. Это очень важно, т. к. освобождает нас от необходимости измерения полного поглощения или эквивалентной ширины спектральных линий, что, как известно, представляет очень кропотливую и трудоемкую работу и тем препятствует массовым определениям абсолютных величин.

Для построения редукционных кривых стандартными звездами служили звезды с известными тригонометрическими и спектральными параллаксами Данные для них были взяты из сводного каталога звездных параллаксов Государственного астрономического института имени Штернберга (ГАИШ), составленного П. П. Паренаго [5]. Последний мы вкратце называем СКГ.

Так как интенсивности бальмеровых линий зависят и от спектрального типа, то для исключения влияния этой зависимости мы разбили область $B5$—$A7$, в которой мы производили наши определения, на $B5$—$B9$ и AO—$A7$ и к каждой в отдельности применили предложенную нам академиком В. А. Амбарцумяном формулу:

$$M_{Bi}=f_{B7}(N_i)+k(Bi-B7).$$

Здесь член $k(Bi$—$B7)$ дает поправку за спектральный класс, а N_i—одно из вышеуказанных соотношений.

Эта формула дает возможность построить, при помощи стандартных звезд подклассов $B5$—$B9$, редукционную кривую для подкласса $B7$ (k—некоторый коэффициент, который подбирается так, чтобы редукционная кривая подкласса $B7$ показывала минимальный разброс точек), а затем, применяя эту же формулу и редукционную кривую подкласса $B7$, получить для исследуемой звезды данного спектрального подкласса в области $B5$—$B9$ такое значение M, какое дала бы редукционная кривая, соответствующая этому спектральному подклассу.

Построенные нами редукционные кривые (если принять во внимание все возможные ошибки) показывают минимальный разброс точек, что говорит в пользу использованной нами методики.

Наш Каталог абсолютных величин звезд (таблица III в конце статьи) содержит в первом столбце порядковые номера звезд, во втором —номера Площадей Каптейна, в третьем и четвертом—номера звезд по каталогам BSD и HD, соответственно. Несколько звезд не оказались ни

в одном из этих каталогов. Для них в четвертом же столбце даны номера по каталогу BD. Мы измеряли все звезды спектральных типов $B5$—$A7$, находящиеся на годном поле пластинки 5°×5° [1]. Координаты звезд даны для 1950 года. Последние мы вычисляли пользуясь координатами 1900 года из каталога HD и таблицами прецессии Петерса [6]. Для звезд, не содержащихся в HD, мы брали данные из BSD или BD.

В седьмом столбце Каталога помещены визуальные величины звезд по каталогу HD. Для звезд, не входящих в каталог HD, даны фотографические величины по каталогу BSD или визуальные величины по BD. Последние помещены в простые и квадратные скобки, соответственно.

В столбцах 8, 9, 10 приведены спектры звезд по BCD, HD и Аб' соответственно. Как об этом подробно говорилось в нашей предыдущей работе, для устранения возможных грубых ошибок в спектральной классификации, мы переклассифицировали все звезды в исследуемых Площадях Каптейна, пользуясь при этом гарвардскими критериями спектрального класса Для большей точности мы брали некоторое среднее из этих трех определений BCD, HD, Аб (Абастуманские), отдельно рассматривая случаи, когда мы имели дело с грубыми ошибками в классификации BSD или HD, что, впрочем, бывало редко. Им мы пользовались при определении абсолютной величины; при этом оно у нас обозначено через Аб'.

Наконец, в Каталоге даны визуальные абсолютные величины звезд, определенные нами и числа определений абсолютных величин для данных звезд, а наряду с ними количества негативов, на которых были основаны определения.

Заметим, что в предыдущих работах [1, 2] мы давали вероятную ошибку определения абсолютной величины (ρ) для каждой звезды отдельно. Из 313 значений последней мы убедились, что она очень мало меняется для отдельных звезд и в среднем равняется $\pm0.^m10$. Вследствие этого мы впоследствии не вычисляли ρ.

Очевидно, настоящий Каталог, в который вошли и данные нашей предыдущей работы [1], дает более богатый материал (766 звезд) для дискуссии.

Мы построили диаграмму спектр-светимость на основе данных нашего Каталога (рис 1)

Для сравнения мы приводим соответствующую часть диаграммы спектр-светимость, построенной П. П. Паренаго [5] на основе спектральных абсолютных величин из СКГ (рис. 2).

Как видим, диаграмма имеет вполне обычный вид. Никакого сдвига нуль-пункта для звезд A, которое как будто бы наблюдалось в нашей цитированной выше работе [1], где у нас имелся сравнительно скудный материал (всего 176 звезд), здесь не наблюдается. Нужно заметить только, что у нас получается сравнительно больше звезд с абсолютными величинами, заключенными между −1 и −2. Однако, диаграмма спектр-светимость (рис 2) для звезд O—A едва ли дает вполне реальную картину. Это отмечает сам П. П. Паренаго. Способы определения спектральных абсолютных величин, употребляемые в большинстве работ, данные которых вошли в сводный каталог ГАИШ, для ранних звезд давали не индивидуальные абсолютные величины, а некоторые средние значения последних.

Для звезд нашего Каталога не оказалось данных из других источников, что затрудняет его всестороннюю дискуссию. Однако, для нашего вышеупомянутого списка 137 звезд, расположенных в высоких галактических широтах [2], оказалось достаточно данных из других источников, что дало возможность проведения дискуссии материала

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

того списка. Результаты сопоставления наших данных с данными каталогов СКГ [5], Шлезингера [8], обсерватории Виктория [7] и тригонометрическими абсолютными величинами по каталогу Дженкинс [9] оказались вполне удовлетворительными. Так как определения абсолютных величин производятся нами одним и тем же методом, результаты дискуссии вышеупомянутого списка [2] мы можем перенести на данный Каталог. Основное в этих результатах следующее. Применяемый нами метод дает абсолютные величины, вполне сравнимые с теми, которые

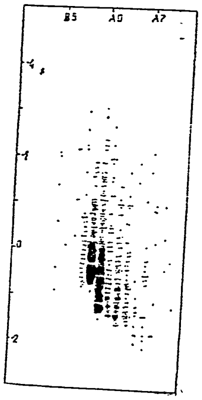


Рис. 1

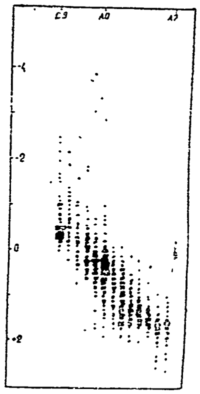


Рис. 2

получаются при пользовании эквивалентными ширинами водородных линий (результаты сравнения с данными Петри и Маунзеля [7]). В то же время данный метод способствует массовым определениям абсолютных величин, что очень важно при тех скудных данных об абсолютных величинах звезд, особенно—слабых, которыми звездная астрономия располагает в настоящее время.

В заключение отметим, что в Абастуманской обсерватории к сегодняшнему дню определены абсолютные величины 979 звезд спектральных типов *B5*—*A7* (звезды данного Каталога, звезды списка из работы [2] и 57 стандартных звезд из работы [1]) и 425 звезд поздних спектральных классов *G* и *K* (см. здесь же статью Н. Б. Каландадзе), всего 1404 звезд, что обогащает данные об абсолютных величинах звезд и может послужить дополнительным материалом для решения тех или иных задач астрофизики и звездной астрономии.

Таблица III
(Каталог)

№№	ПК	*BSD*	*HD*	α_{1950}	δ_{1950}	m_B *HD*	Сп *BSD*	Сп *HD*	Сп Аб'	M_B Аб	*n*
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1	43		225022	0ʰ 00ᵐ·1	+42°39′	7ᵐ·7		Ao	B9	0ᵐ·5	6 2
2	43		225034	00·2	46 59	8·0		Ao	A1	1·4	6 2
3	43	466	225115	01·0	44 00	8·6	B9	Ao	Ao	1·0	5 2
4	43		72	03·1	44 12	8·0		Ao	A2	0·3	6 2
5	43		83	03·2	46 49	8·5		Ao	B9	0·5	6 2
6	43		99	03·4	44 28	7·9		A3	A4	1·3	6 2
7	20		2560	26·9	47 13	8·9		A2	A2	—0·2	3 1
8	20		2599	27·2	46 07	8·7		A3	A4	—2·4	4 2
9	20		2621	27·4	44 47	9·2		Ao	Ao	—1·4	6 2
10	20		2836	29·4	46 52	8·1		A2	A2	1·3	9 3
11	20		2837	29·4	43 27	9·0		Ao	Ao	—0·6	5 2
12	20		2876	29·7	43 35	8·4		B9	B9	—0·1	3 3
13	20		2982	30 7	47 23	7·9		A2	A2	0·4	9 3
14	20		3069	31·5	43 05	8·0		A3	A4	—1·5	5 2
15	20		3080	31·6	44 48	9·0		A2	A2	0·4	6 3
16	20	295	3291	33·6	44 23	7·3	B9	B8	B9	0·5	9 3
17	20		3543	36·0	47 46	8·4		A2	A2	—1·0	9 4
18	20	1078		36·1	46 00	(9·44)	B9		B9	—0·4	5 2
19	20	373	3565	36·2	44 24	7·9	Ao	Ao	Ao	1·2	9 3
20	20		3575	36·3	43 38	8·8		A	A3	—0·6	10 4
21	20		3683	37·2	42 24	8·5		A3	A3	0·4	5 2
22	20	1950	3803	38·3	46 42	8·4	A5	A5	A5	0·3	8 4
23	20	1970	3873	39·0	47 10	8·6	Ao	A	Ao	—1·5	12 4
24	8		3949	39·9	62 30	7·8		Ao	Ao	1·3	3 1
25	20	2043	4117	41·3	46 42	8·4	A5	A5	A5	—0·1	8 4
26	20		4223	42·3	43 12	8·4		A3	A4	—1·9	7 3
27	20		4254	42·7	47 30	8·8		A5	A6	—0·9	8 4
28	20		4267	42·7	43 07	8·0		A5	A6	—1·0	8 4
29	8		4253	42·8	57 46	8·6		B9	B9	—0·4	3 1
30	20	1349	4297	43·0	45 37	8·7	B9	B9	B9	—1·6	12 4
31	20	620	4364	43·7	45 09	7·8	A4	A3	A4	1·0	9 3
32	8		4349	43·7	62 18	8·2		A2	A2	1·2	2 1
33	20		4460	44·5	47 32	8·2		B	B5	—2·1	12 4
34	20	653	4478	44·6	45 01	9 2	B9	Ao	B9	—0·7	11 4
35	20		4604	45·7	43 24	8·8		A3	A3	0·0	5 2
36	20		4696	46·7	42 43	8·9		A	A2	—1·0	5 2
37	20		4950	49·2	47 20	8·5	B9	Ao	B9	—0 7	9 3
38	20		4985	49·6	45 32	8·3	B9	Ao	B9	0·6	12 4
39	20	2397	5049	50·1	46 51	7·9	B9	Ao	Ao	—0·2	12 4
40	20		5064	50 2	43 41	8 6		Ao	Ao	—0·8	9 3
41	20		5091	50·5	46 19	7·8		Ao	A1	1·2	12 4
42	20	2488	5334	52·9	46 52	8·0	B8	Ao	B8	—0·1	6 2
43	20	2494	5344	53·0	46 37	7·8	B9	Ao	B9	—0 3	6 2
44	8	892	5342	53·2	61 00	8·0	B7	Ao	B9	—0·2	3 1
45	8	439	5787	57 4	59 28	8·6	A5p	A2	A3	1·2	3 1
46	8	443	5797	57 5	60 12	8·8	B8	Ao	B9	0 4	3 1
47	8		6183	1 00·8	57 55	8·6		A2	A2	1·6	2 1
48	8	1069	6382	02·7	60 32	8·2	B7p	Ao	B9	0·6	2 1
49	8	553	6408	02·9	60 04	9·2	B8p	B9	B9	—0·1	3 1
50	8	1609	6581	04·6	62 05	8·9	B7	Ao	B9	0·2	3 1
51	8	1656	6832	06·9	61 34	8·4	B6	B9	B8	0·6	3 1
52	8	176	6871	07·2	58 43	8·2	A7	A3	A5	1·4	2 1
53	8		7285	11·1	58 02	8 2		Ao	B9	0 4	3 1
54	8		7330	11·6	62 27	8·8		Ao	B9	0 2	3 1
55	8	216	7432	12·5	59 03	7 9	B7	B9	B9	0 1	3 1
56	21		8871	25·3	44 41	8·6		Ao	Ao	0 4	3 1
57	21	955	9251	28·9	46 09	8 4	A2	Ao	A1	1·0	6 2
58	21	15	9393	30·3	43 49	8·5	Ao	B9	B9	0 3	6 2
59	21	33	9492	31·1	43 50	8·1	Ao	Ao	Ao	0 7	6 2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
				h m		m				″	
60	21	45	9557	1 31·7	+43°33′	8·5	A1	Ao	A1	−0·4	6 2
61	21	1042	9621	32·3	45 35	9·1	A1	Ao	Ao	0·0	3 1
62	21	1665	9645	32·5	46 39	8 7	A2	Ao	A1	−0·2	3 1
63	21	453	9668	32·7	44 36	8·9	A3	Ao	Ao	−1·3	3 1
64	21	1076	9736	33·1	46 07	9·2	A1	Ao	Ao	−1·2	3 1
65	21	1077	9739	33·2	45 41	9·0	Ao	Ao	Ao	0·8	3 1
66	21	87	9824	33·9	43 32	9·2	Ao	Ao	Ao	0·0	3 1
67	21		9937	35·0	43 26	8·6		B9	B9	0·1	6 2
68	21	1258	10274	38·4	46 10	8·4	Ao	B9	B9	0·2	6 2
69	21	637	10306	38·7	44 49	8·7	Ao	Ao	A1	1·3	6 2
70	21	1883	10321	38·8	46 32	8·9	Ao	A2	A2	0·5	4 2
71	21		10499	40·3	43 29	8·9		Ao	Ao	−0·7	3 1
72	21	703	10547	40·7	45 11	8·6	Ao	B9	B9	−0·9	3 1
73	21	798	10765	43·2	44 25	8·6	A5	A5	A5	0·5	4 2
74	21	901	11071	46·7	45 02	8·0	B5	B9	B9	0·2	3 1
75	21	326	11095	47·0	44 04	8·0	Ao	Ao	Ao	1·1	6 2
76	21	1558	11254	48·6	45 35	8·8	Ao	Ao	Ao	−0·6	6 2
77	46		14276	2 16·3	29 49	8·7		A3	A3	1·1	10 4
78	46		14522	18·5	27 50	8·8		A2	A4	1·2	8 4
79	46		15039	23·2	29 41	8·9		A5	A5	0·5	8 4
80	46	240	15334	25·9	30 06	9·5	Ao	Ao	Ao	0·6	8 4
81	22		15561	28·3	42 20	7·7		Ao	Ao	0·4	3 1
82	46		15705	29·3	28 21	8·0		Ao	Ao	1·0	12 4
83	22		15669	29·3	42 30	9·2		Ao	Ao	−1·2	4 2
84	22		15744	29 9	44 14	8·4		A2	A2	0·4	9 3
85	22		15787	30·4	44 19	8·6		Ao	A1	−0·8	6 2
86	22	2993	15853	31·2	46 29	8·0	Aop	Ao	Aop	−0·6	6 2
87	22	1819	15965	32·1	45 44	9·5	Ao	A	Ao	−1·5	8 3
88	22	16	16013	32·5	43 59	8·2	Ao	B9	Ao	−0·5	6 2
89	46	107	16071	32·7	29 01	8·0	A2	A9	A3	0·7	12 4
90	22		16174	33·9	43 26	8·8		Ao	Ao	−1·6	8 3
91	22	2005	16385	35·9	45 59	7·8	Ao	Ao	Ao	−0·5	6 2
92	22	855	16430	36·3	44 38	8 1	B9	B9	B9	−1·0	9 3
93	46	1236	16594	37·4	32 06	7·5	A1	A2	A2	0·8	2 1
94	22		16604	37·9	47 21	7 7		Ao	Ao	0 7	5 2
95	22	2202	16704	38·9	45 27	9·0	B9	B9	B9	−1 0	9 3
96	22	3355	16833	40·2	46 45	7·9	B8	Ao	B8	−0·4	6 2
97	22	2476	17115	43·0	45 15	8·1	B9	Ao	B9	−0·8	9 3
98	22	3534	17180	43·6	46 53	9·2	Ao	Ao	Ao	−1 6	8 3
99	22	2539	17199	43·8	45 43	8·9	Ao	B9	Ao	−2 0	8 3
100	22	1374	17237	44·2	45 05	9·0	A3	A5	A3	−1·0	7 3
101	22	379	17280	44 6	44 00	7·9	B9	B9	B9	−0·2	6 2
102	22		17316	44 9	43 26	7·4		B9	A1	0·4	6 2
103	22		17456	46·2	46 57	7·8		A2	A2	0 6	6 2
104	9		17454	46·8	62 12	7·8		B8	B8	0·4	6 2
105	22		17569	47·3	43 09	8·0		Ao	A1	−1·6	9 2
106	22	1592	17604	47·7	44 57	8·7	A9	Ao	B9	−0·7	5 3
107	9		17734	49·5	58 33	8·0		B9	B9	−0·5	5 2
108	22	596	17825	49·8	43 38	8·4	Ao	Ao	Ao	−0·8	3 1
109	9		17775	50·0	61 41	8·8		Ao	B9	0·5	6 2
110	9		17911	51·4	59 37	7·9		A3	A5	1·4	4 2
111	9	829	18152	53·7	60 56	7·8	B9	B9	B9	0·6	6 2
112	9	268	18337	55 6	59 24	7 8	B9	Ao	Ao	1·1	6 2
113	9		18518	57·4	58 51	8 2		A2	A1	1·2	5 2
114	9	1525	18736	59·6	61 48	8·8	B8	Ao	B9	0·5	6 2
115	9	393	18877	3 01·1	59 51	8 2	B9	Ao	B9	0·0	6 2
116	9	1564	18990	02 2	61 37	8 5	Ao	Ao	B9	0·7	6 2
117	9	73	19341	05·6	59 13	8·1	B9	B9	B9	0·1	6 2
118	9	1065	19501	07·0	60 48	8·2	A5	A2	A3	0·8	6 2
119	9		19591	07·9	58 35	8·2		B9	B9	0 0	6 2
120	9	1976	19590	08·1	62 24	8·6	Ao	Ao	Ao	1 2	6 2
121	9	1742	19844	10 4	61 33	8 0	B9	Ao	Ao	0 9	5 2
122	9	624	20095	12·7	59 49	8·4	A2	Ao	Ao	0·8	6 2
123	47		20437	15·2	30 50	8·3		B9	B9	0·2	9 3
124	47		20456	15·4	28 32	8·9		A2	A3	0·6	6 2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
				h m		m				″	
125	47		+27°489	3 15·4	+28°19′	[9·2]			A3	0·6	5 2
126	47		20511	15·9	32 30	7·9		Ao	Ao	0·2	9 3
127	47		20579	16·6	27 22	7·8		Ao	A1	1·2	6 2
128	47		20617	17·0	32 19	8·5		Ao	B9	−0·3	9 3
129	47	447	20725	18·2	30 35	8·5	A2p	A2	A2p	1·3	7 3
130	47		20753	18·5	32 55	8·1		Ao	Ao	0·4	3 1
131	47		20754	18·5	32 46	8·1		Ao	Ao	0·6	3 1
132	47	247	20873	19·8	29 38	7·8	A4	A2	A4	1·2	9 3
133	47		20883	19·9	32 42	8·1		A2	A2	−0·2	3 1
134	47	468	20921	20·3	30 16	8·4	B8	Ao	B8	0·3	9 3
135	47		20938	20·5	27 14	8·5		A2	A2	1·6	6 2
136	9	1994	20881	21·0	62 20	8·0	A5	A2	A5	2·2	4 2
137	47	619	21030	21·5	31 14	8·7	B9	A2	B9	−0·1	8 3
138	47	50		21·9	28 33	(9·00!)	A2		A2	1·0	6 2
139	9		21044	22·8	60 15	7·7		A2	A2	1·7	6 2
140	47	632	21229	23·4	31 40	7·8	A4	A3	A4	0·8	9 3
141	23		21565	27·1	42 50	7·5		B9	B9	−0·6	6 2
142	23		21578	27·2	44 40	8·6		Ao	A1	0·0	6 2
143	47	119	21652	27·6	29 06	9·2	B9	A2	B9	0·1	6 2
144	23		21751	28 8	42 35	7·8		B9	B9	0·6	6 2
145	23		21855	29·8	47 15	8·6		Ao	A1	0·6	6 2
146	23		21932	30·6	46 40	8·9		A2	A1	−1·5	6 2
147	47		22125	31·8	29 10	9·4		Ao	B9	0·5	5 2
148	47	418	22280	33·1	29 51	7 8	B9	Ao	Ao	1·2	6 2
149	23	13	22268	33 4	43 54	8·9	A2	B9	Ao	−2·2	6 2
150	23	21	22351	34·2	43 23	8·2	B8p	B9	B8p	0·6	6 2
151	23	1010	22390	34·6	46 07	9·2	B9	Ao	B9	−0·7	6 2
152	23		22401	34·7	47 25	7·7		B9	B9	0·7	6 2
153	23	62	22626	36·7	43 54	8·6	B8	B9	B8	−1·2	9 3
154	23	505	22719	37·5	44 46	8·0	B9p	Ao	B9p	0·5	6 2
155	23		22874	38·8	45 17	8·4		Ao	Ao	0·1	6 2
156	23	612	23118	40·9	44 12	8·4	B8	B9	B8	−0·8	9 3
157	23		23624	44·9	42 44	7·8		B8	B8	−0·3	3 1
158	23	2104	23690	45·5	46 40	8·0	Aop	Ao	Aop	0·3	6 2
159	23	2187	24011	48·0	46 58	8·0	A3	A2	A3	0·3	6 2
160	23		24177	49 4	45 48	8·0		B9	B7	−1·7	9 3
161	23	1654	24260	50 1	45 37	8·4	B9p	Ao	B9p	0·4	7 3
162	23	1678	24352	50 9	45 37	8·4	B8p	B8	B8p	0·9	3 1
163	72		26039	4 05·1	16 25	7·5		B9	B9	0·5	3 1
164	72		26141	05·9	17 10	7·6		Ao	Ao	1·3	3 1
165	72	327	26399	08·2	15 30	7·8	A1p	Ao	Ao	1·3	3 1
166	72		27227	15·8	17 44	8·6		A2	A2	0·2	3 1
167	48		27404	17·5	28 48	8·2		Ao	Ao	0·4	3 1
168	48		27419	17·7	31 09	8·2		B9	B9	0·4	9 3
169	72	89	27579	18·9	13 29	7·3	A5	A5	A5	2·1	1 1
170	48		27659	19·8	28 18	8·4		A3	A3	1·0	8 3
171	48		28225	25·2	27 41	7 8		Ao	A1	1·1	9 3
172	24		28280	26·3	46 20	7 8		Ao	Ao	0·2	5 2
173	24		28502	28·2	43 44	8·7		A3	Ao	−1·6	7 3
174	24		28596	29·0	44 48	7·8		Ao	Ao	0·6	10 4
175	48	1269	28696	29·5	31 18	8·2	B9	Ao	B9	−0·1	8 3
176	48	1279	28714	29·7	31 41	8 6	B9	B9	B9	−0 8	9 3
177	48	1306	28804	30 5	31 35	8·4	B9	Ao	B9	0·3	9 3
178	24		28747	30·5	45 33	7 7		B9	B9	−0·6	15 5
179	24		28782	30·8	42 59	7·7		A5	A3	1·1	10 4
180	24		28803	31·0	42 35	8·5		Ao	Ao	0·1	12 4
181	24		28818	31·1	43 53	8·7		Ao	A2	−0·8	2 1
182	24	441	29180	34·3	44 37	8 0	Ao	B8	B8	−2·2	15 5
183	48	946	29259	34·6	30 19	8·6	B9	B9	B9	−0·5	3 1
184	24	67	29373	36 2	43 34	8·0	Ao	B9	B9	−0 9	12 4
185	24	77	29487	37·2	44 01	7·3	Ao	B9	B9	0·1	13 5
186	24	497	29580	38·1	44 25	8 0	Ao	B9	B9	−1·2	12 4
187	24	500		38·3	44 44		A1		Ao	−0·1	2 1
188	24		29833	40·7	42 20	7·4		B9	B9	−1·4	15 5

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
189	24	522	29882	$4^h41^m.1$	+44°40'	$7^m.8$	A5	A5	A5	$0^m.1$	10 5
190	24	1072	29900	41.4	46 18	9.4	B9	A	B9	−0.8	3 1
191	24		29997	42.3	46 53	8.9		B8	B9	0.0	3 1
192	24	130	30004	42.4	43 18	8.7	A2	B8	B8	−2.6	6 3
193	24		30137	43.4	42 55	8.0		B9	B9	−1.7	9 3
194	24	888	30221	44.3	45 24	7.7	A0	A0	A0	1.0	13 5
195	24		30281	44.7	42 23	8.6		A0	A0	0.0	6 3
196	24		30377	45.7	47 07	8.1		B9	B9	−0.4	8 3
197	24	624	30409	45.9	44 09	8.0	A0	A0	A0	0.4	15 5
198	24	237	30481	46.6	43 58	8.8	A0	A	B9	−2.4	3 1
199	24	1142	30570	47.4	46 12	8.5	A1	B9	B9	0.1	9 3
200	24	664	30584	47.5	44 53	8.0	B9	B9	B9	−0.8	11 4
201	24	268	30585	47.5	43 25	8.9	A1	A0	A0	−1.1	5 2
202	24		30624	47.9	46 53	9.4		A0	A0	−2.3	3 1
203	24	305	30650	48.0	43 29	7.4	B7	B5	B5	−0.2	15 5
204	24	749	31195	52.3	44 58	7.9	B8	B9	B9	−0.3	3 1
205	24		31205	52.5	47 22	8 6		A0	A0	−2.9	3 1
206	24		31265	52.9	47 16	8.6		B9	B9	−1.9	3 1
207	10	218	32478	5 02.8	59 17	8.4	B9	A0	A0	1.3	6 2
208	10	902	33150	07.7	61 25	8.9	B9	A0	B9	0.4	6 2
209	73		33402	07.8	17 23	7.9		B8	B8	−0.5	3 1
210	73		33467	08.1	14 52	7.8		B9	B9	0.5	3 1
211	10		33478	10.0	62 31	8.9		A2	A2	1.5	6 2
212	10	956	33566	10.7	61 55	8.9	B7	B8	B8	1.4	6 2
213	49		33913	11.7	31 01	8.0		A0	A0	0.6	9 3
214	49		33943	11.9	30 32	9.0		A0	A0	0.0	6 2
215	73		34021	12.0	12 29	7.5		A0	A0	−0.2	6 2
216	73	574	34080	12.5	15 35	8.8	A0	A0	A0	0.4	3 1
217	49		34062	12.8	31 45	8.4		B9	B9	−0.1	6 2
218	49		34193	13.6	30 20	9.4		A0	B9	−1.4	5 2
219	49		34468	15.7	29 40	8.8		A0	B9	0.1	8 3
220	10		34361	16.1	58 19	8.4		A2	A2	1.4	6 2
221	73	319	34593	16.3	14 27	8.1	A3	A3	A3	0.7	4 2
222	73	695	34636	16.7	15 45	7.9	A3	A0	A3	1.4	6 2
223	73		34791	17.7	17 13	7.7		B9	B9	0.2	6 2
224	73	352	34792	17.7	15 01	8.2	B8	B9	B9	0.5	6 2
225	73	725	34811	17.8	15 36	7 7	A6	A5	A6	1.8	4 2
226	73	762	34977	19.1	16 03	8.4	A1	A0	A0	0.4	6 2
227	73	1185	35036	19.5	16 04	7.4	B7	A0	A0	−1 0	6 2
228	73	1194	35051	19.6	16 46	8.1	B9	B8	B9	−1 0	6 2
229	49	2446	35033	19.9	31 04	8.6	B9	A0	B9	−1.5	9 3
230	49		35034	19.9	29 40	7.8		B9	B8	−0.3	11 4
231	49	130	35035	19 9	28 25	7.4	A5	A3	A5	0.6	4 2
232	10	1084	34917	20.3	61 48	8.0	B9	B9	B9	0.5	6 2
233	73	1231	35269	21.2	16 32	8.2	A2	A0	A1	−1.4	6 2
234	73	827	35329	21.7	15 54	8.3	B9	B9	B9	0.7	6 2
235	73		35349	21.8	17 10	7.9		B5	B5	0.3	3 1
236	73	872	35533	23.1	15 38	7.5	B8	A0	B9	0 2	3 1
237	49	1106	35479	23.1	29 57	8.1	B8	B9	B8	−0.6	10 4
238	73	200	35635	23.9	13 34	7.7	A0	B9	B9	0.2	3 1
239	25		35599	24.3	42 19	8.2		A2	A2	0.1	4 2
240	73		35746	24.6	16 01	7.7		B9	B9	0.5	5 2
241	25		35727	25.4	46 03	9.7		A2	A1	−2.7	4 2
242	25		35799	25.8	42 12	8.6		A3	A3	−1.2	6 3
243	25		35848	26.1	44 47	8.9		A0	A0	−2.2	8 3
244	25		35897	26.4	42 12	9.2		A0	A0	−1.0	6 3
245	49		36043	27.0	31 47	7.7		A0	A0	0.4	13 5
246	49	2625	36071	27.2	31 16	7.8	B8	A0	B8	0.0	15 5
247	25		36098	27.9	45 28	9 2		A0	A0	−1.9	8 3
248	25		36147	28 2	44 26	9.4		B8	B8	−3.0	9 3
249	25		36157	28.4	47 11	7 7		B9	B9	0.6	3 1
250	25		36173	28.4	42 29	8.0		B9	B9	0.3	8 3
251	25		36180	28.6	46 08	9.2		A2	A2	−1.0	8 3
252	25		36245	28.9	44 20	7.6		B8	B8	−0.7	6 2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
253	25		36259	$5^h29^m.0$	+43°40'	$8^m.6$		A0	A0	$-1^m.9$	12 4
254	25		36291	29.2	42 56	8.4		B9	B9	−1.6	11 4
255	25		36304	29.4	46 50	7.5		A0	A1	−0.1	9 3
256	25		36318	29.5	45 42	8.4		A0	A0	−1.1	9 3
257	25		36334	29.5	43 44	8.9		A2	A1	−2.3	9 3
258	49		36425	29.7	31 51	7.3		A2	A2	1.4	3 1
259	25		36439	30.2	44 12	9.2		A0	A0	−0.2	9 3
260	25	907	36467	30.5	45 13	8.5	B7p	B9	B7p	−1.1	9 3
261	25		36534	30.9	42 24	8.5		A5	A6	1.1	4 2
262	25		36640	31.8	44 54	8.6		A3	A4	−0.4	8 3
263	25	929	36662	32.0	45 27	8.0	B7	B8	B7	−1.1	9 3
264	25	26	36692	32.1	43 07	8.8	A2	A2	A1	−2.0	9 3
265	49	2274	36774	32.2	30 35	8.2	A3	A3	A3	0.8	10 4
266	25	478	36755	32.5	44 43	8.0	B6	B9	B7	−0.3	6 3
267	25	946	36772	32.7	45 38	8.0	B8	B9	B8	−0.7	9 3
268	25	1263	37050	34.3	46 10	8.8	B9	A0	B9	0.5	9 3
269	25	519		34.4	44 41	(9.38)	B7		B7	−2.2	9 3
270	49		37352	36.1	30 09	7.8		A0	A0	−1.8	6 2
271	25	130	37383	36.7	43 42	8.4	B7p	A3	B7p	−2.2	6 3
272	25	1030	37404	37.0	45 41	7.9	A3	A3	A3	0.3	9 3
273	49		37639	38.1	31 11	8.1		A0	A0	0.6	3 1
274	25	634	37736	39.4	44 50	7.7	B8p	A2	A2	1.4	6 2
275	25	1333		40.5	46 16	(9.07)	B8		B8	−1.8	6 2
276	25	687	38060	41.6	44 42	9.2	B9	A	B9	−1.1	7 3
277	25	712	38188	42.6	44 46	7.8	B8	A0	B8	−0.4	8 3
278	25	725	38245	42.9	44 04	8.2	B8p	A0	A0	0.2	12 4
279	25	1115	38287	43.3	45 46	8.0	A2	A2	A2	−0.1	8 3
280	25	254		43.4	43 31	(9.19)	B5		B5	−2.5	7 3
281	25	1168		45.6	45 19	(9.49)	B8p		B8p	−1.0	7 3
282	25	1177	38730	46.5	45 04	8.1	B8	A0	B8	0.2	12 4
283	25	319	38817	47.0	44 00	7.4	B9p	A2	A1	0.6	6 2
284	25	1392	38832	47 2	46 17	8 6	A0	A0	A0	−1.7	9 3
285	25	324	38850	47.2	43 41	8.0	B9	B9	B9	−0.2	12 4
286	25	1194	38959	48.0	45 17	8.6	A2	A2	A2	−0.8	4 2
287	25	884	39250	49.8	44 17	8.4	A0	A0	A0	−1.6	3 1
288	74		43045	6 11 8	12 31	8.4		A0	A0	1.2	2 1
289	50		43018	12.1	29 18	8.4		A0	A0	0.8	3 1
290	50		43173	12 9	28 13	7.8		A0	A0	0 8	3 1
291	74	564	43316	13 3	14 06	8.5	A5	A5	A5	0.5	4 2
292	50		43314	13.7	30 01	8.1		A2	A2	1 4	3 1
293	74	622	43481	14.1	14 11	8.5	B9	B9	B9	0.4	6 2
294	74	119	43562	14.6	13 23	8 7	B8p	B9	B9	0.2	5 2
295	74		43662	15 1	17 08	8 3		A0	A0	0.0	6 2
296	74	1459	43682	15.2	15 58	8.3	A3	A2	A2	−0.8	6 2
297	74	158	43820	16 0	13 47	8.5	A0p	A0	A0	0.7	5 2
298	50		43927	17.0	27 24	8.4		A0	A0	−0.8	3 1
299	50		43964	17.2	27 40	8.8		A0	A0	0.4	2 1
300	50		43982	17.3	27 18	9 4		A0	A0	0.4	3 1
301	50		44049	17.7	29 36	9.1		A2	A0	−0.8	6 2
302	74	866	44351	19 1	14 20	8.5	B5	A	B5	−2.0	6 2
303	50	9	44317	19.3	28 09	9 0	A1	A0	A0	−0.6	7 3
304	74	2289	44453	19.6	16 11	8.7	B8	B9	B9	0.6	3 2
305	50	801		19.7	30 00	(9.01)	A0		A0	−0.2	9 3
306	50		44451	20.0	27 46	7 8		A0	A0	0 4	9 3
307	50	53	44476	20.1	28 37	8.4	B9	A0	A0	0.8	7 3
308	74	2309	44584	20 2	16 33	7.7	B8p	B9	B9	0.0	6 2
309	74	1655	44585	20.2	15 53	8 2	B9	B9	B9	0.4	6 2
310	50	55	44512	20 3	28 47	8.4	A0	B8	B9	−0.9	3 1
311	74	1003	44738	21 1	14 09	7.3	B6	A0p	B9	0.3	6 2
312	50	149	44795	21.9	28 36	8.6	A0	A0	A0	0.4	6 3
313	50	143	44796	21.9	28 04	7.7	A2	A0	A1	0.5	9 3
314	74	1746	44884	22.0	15 03	8.9	B8	B8	B8	0.5	5 2
315	74		44885	22 0	13 04	8.7		B9	B9	−1.9	6 2
316	74	362	45025	22.8	13 19	8.3	B9	B9	B9	−0.4	6 2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
317	50	975	45006	6^h23^m1	+29°41′	8·8	B9	A0	B9	0·0	7 3
318	74	1126	45106	23·2	14 14	8·3	A2	A2	A2	1·4	4 2
319	50		45176	24·1	29 24	8·8		A5	A4	0·6	7 3
320	50		45337	24·9	28 40	8·8		A0	A0	—1·7	8 3
321	74	1911	45430	25·0	15 45	8·1	B9p	B9	B9	0·4	6 2
322	50	1880		25·0	30 28	(9·1§)	A0		A0	—0·7	9 3
323	26		45349	25·5	44 55	8·6		B9	B9	0·2	6 2
324	26		45370	25·6	45 47	8·9		A0	A0	—0·6	4 2
325	50	1125	45541	26·2	29 32	8·0	A0	A2	A0	0·7	6 3
326	74		45672	26·5	13 41	8·3		B9	B9	—1·0	6 2
327	74		45673	26·5	12 36	8·3		A2	A3	1·5	5 2
328	74		45722	26·8	17 40	7·7		A2	A2	1·2	3 1
329	26		45621	27·1	46 20	9·0		B9	A0	—0·7	6 2
330	26		45670	27·3	43 21	8·6		A0	A1	—0·4	4 2
331	26		45671	27·3	42 49	8·6		A0	A0	—0·3	5 2
332	26		45781	28·1	45 46	9·2		A0	A0	—1·6	6 2
333	50	479	45929	28·5	28 28	8·0	A0	A0	A0	0·1	9 3
334	74		46019	28·6	15 28	7·6		A5	A5	1·6	4 2
335	50	1267		28 8	29 26	(9·14′)	B9		B9	0·1	8 3
336	50	1295	46053	29 2	29 26	8·8	B8	A	B8	0·5	8 3
337	74		46121	29·2	15 10	7 7		A0	A0	0·9	6 2
338	26		45992	29·2	42 00	8·7		A3	A3	—1·0	5 2
339	50	2154	46158	29 9	30 22	8·0	A2	A2	A2	0·1	9 3
340	50	548	46177	30 0	28 08	7·6	A3	A2	A3	0 7	7 3
341	50	556	46218	30·2	28 08	8·5	A8	A5	A7	—0·3	6 3
342	50	1359		30·3	29 43	(8·56!)	A5		A5	—1·1	6 3
343	50		46322	30 8	28 54	8·7		A0	A0	0·0	4 2
344	50	2773	46399	31·3	31 00	8 5	B8	A0	B9	—0·1	9 3
345	50	1412		31·4	29 28	(8·94)	A3		A3	—1·0	7 3
346	50		46592	32·4	30 27	8 8		A	B8	—0·7	9 3
347	26		46512	32·4	42 39	8·0		A0	A1	0 8	9 3
348	50		+31°1346	33·0	31 52	[8·6]			B9	0·5	6 2
349	50	1489	46746	33·2	29 46	8 6	B8	A	B9	0·2	4 2
350	50	2837	46763	33·3	31 24	7·8	A2	A2	A2	0·8	6 2
351	26	794	46674	33·3	44 46	8·7	A0	A0	A0	—0·5	5 2
352	50	2845	46841	33·7	30 58	8 1	A3	A3	A3	0·2	6 2
353	26	1675	46822	34·1	45 13	8·8	A4	A2	A4	—0 8	6 3
354	50	2351		34·3	29 58	(9·02)	A0		A0	0·7	4 2
355	26		46983	34·8	42 04	8·6		A2	A2	—0 3	6 3
356	50		47255	35·8	31 49	7 3		A0	A0	1 2	6 2
357	50		47256	35·8	27 51	7 2		A2	A2	0 4	6 2
358	50		47291	36 0	29 48	8·2		B9	B9	—0·2	6 2
359	50		47376	36·4	30 22	8 0		A0	A0	1·1	6 2
360	26	925	47290	36·5	44 55	9 2	A2	A2	A2	—2·4	8 3
361	50		47507	37·1	30 14	8 2		A2	A1	—1·2	6 2
362	26	2488	47411	37·1	46 25	9·2	B8	A0	B9	—0·9	5 2
363	26	1846	47589	38·0	45 52	8·7	A3	A0	A3	0·5	6 3
364	26	360	48156	40 5	43 44	9·0	A7	A5	A7	—1·0	6 3
365	26	368	48173	40·6	43 07	9·0	B9	A0	A0	—0·5	8 3
366	26	2611	48296	41·3	46 02	8·4	B9	A0	A0	0·1	9 3
367	26	2673	48658	43·1	46 05	8·8	B8	A0	B8	—0·2	9 3
368	26		48748	43 4	42 05	8·5		A2	A2	—1·4	9 3
369	26	603	49401	46·8	43 47	8 9	A4	A0	A4	—1·8	9 3
370	26	1436	49581	47·6	44 07	8 0	A1	A2	A2	0 8	6 2
371	26		49884	49·1	42 41	7 8		A0	A0	—1·5	6 2
372	11		50521	53·0	59 15	7·8		A2	A2	1·2	5 2
373	11		51467	56 8	60 29	8·7		A3	A3	—0·6	4 2
374	11	727	51969	58·8	60 42	8 6	B9	A2	A0	0·3	3 1
375	11	764	52793	7 01·9	60 13	8·6	A3	A2	A2	0·9	6 2
376	11		+58°988	03 5	57 58	[8·1]			A3	0·4	6 2
377	11	74	53227	03·6	58 36	8·6	A1	A0	A1	—1·2	6 2
378	11	795	53408	04·3	60 22	8·9	A1	A2	A1	0·0	6 2
379	11		+63°690	04·6	62 59	[8·4]			A4	—0·6	6 2
380	11		54775	09·3	58 03	8 9		A2	A2	1·0	4 2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
381	75		55204	7^h09^m7	+12°37′	7·9		B9	B9	0·6	3 1
382	75	1927	55623	11·4	16 39	8·3	A0	B9	B9	0·1	6 2
383	75	1935	55675	11·6	16 42	8·2	A2	A2	A2	0 2	6 2
384	75	560	55773	12·0	14 06	8·3	B8	A0	B8	0·7	6 2
385	75	1961	55802	12·2	16 46	8·4	B8	A0	A0	1·0	6 2
386	75		56247	14·0	17 26	9·0		A0	A0	—0·2	3 1
387	75	1414	56538	15·1	15 50	8·2	B9	A0	B9	0·1	6 2
388	51		56461	15·1	28 43	8·7		A2	A1	—0·3	5 2
389	51		56483	15·2	30 56	8·6		A0	A0	0·2	6 2
390	75	2146	56868	16·5	16 12	9·0	B8	A	B8	—0·2	6 2
391	75	1485	56888	16·6	15 17	9·3	A2	A2	A2	0·8	6 2
392	11		56512	16·8	62 14	8·9		A0	A0	—0·7	6 2
393	51		56964	17·2	28 11	7·6		A2	A2	1·1	6 2
394	75	811	57109	17·5	14 19	9·0	B8	A0	B8	—1·7	5 2
395	75		57131	17·6	17 31	8·5		A0	B9	0·1	6 2
396	75	1561	57208	17·9	15 46	9·0	B8	A0	B9	0·5	5 2
397	75		57269	18·2	13 11	7·7		A3	A3	1·2	6 2
398	75	2221	57312	18 4	16 05	8·3	B8	A0	B9	—0·1	6 2
399	75	2265	57494	19·2	16 51	8·4	B6	B9	B8	0 1	5 2
400	75	892	57537	19·4	14 03	8·1	A0	A0	A0	0 6	6 2
401	75	1732	57928	21·1	15 16	8·4	B8	A0	A0	0·7	5 2
402	75	965	58003	21 4	14 35	9·4	B9	A0	B9	—0·1	6 2
403	75	1803	58296	22 7	15 49	8·8	B8	A0	B9	0·7	6 2
404	75	1055	58366	23·0	14 12	8·7	A3	A2	A2	1 1	2 1
405	75	1828	58430	23·3	14 57	8·1	A2	A2	A2	1 1	6 2
406	51	515	58498	23·9	29 23	9·0	B9	A2	A0	0·3	5 2
407	51		58578	24·2	27 24	8·2		A2	A2	0 6	6 2
408	51	548	58746	25·0	29 31	7·4	A5	A5	A5	0·6	8 4
409	75		58921	25 4	16 05	9·4		A3	A3	0·8	2 1
410	75		59203	26 6	16 18	7·8		A2	A2	1 1	3 1
411	51	1537	59260	27·2	31 38	8 8	B9	A0	B9	0·2	4 2
412	51		59372	27·7	30 41	8·5		A0	A0	0·1	8 3
413	51		59799	29·7	27 46	8·6		A2	A2	—1 0	6 2
414	51	289	60180	31·3	28 32	7·7	B9	B9	B9	0 2	8 4
415	51	302	60297	31·8	28 22	7·8	B9	A0	B9	0·4	12 4
416	51	313	60383	32 2	28 45	7·0	A3	A3	A3	0·8	6 2
417	27	422	60615	33 9	44 44	8·2	B9	A0	B9	0·1	6 2
418	51	1703	60800	34·3	31 44	7·6	B9	B9	B9	—0·4	11 4
419	27	1278	60933	35·4	46 09	8·7	A3p	A5	A4	0·7	6 2
420	27		61599	38·7	47 22	8·0		B9	B8	—0·2	6 2
421	27	175	61932	40·0	43 22	8·6	B8	B9	B9	0 4	6 2
422	27		62041	40·5	45 55	8·9		A2	A2	—0 4	5 2
423	76	1535	70373	8 19 3	15 36	8·9	A1p	A2	A2	0·8	3 1
424	76		70570	20·4	17 03	8·6		A2	A2	0·9	3 1
425	76		70594	20·5	15 27	8 4		A2	A2	1·3	6 2
426	76	1744	71188	23·7	14 52	8·5	A0p	A2	A0	0·3	3 1
427	76	1795	71429	25·1	15 15	8·0	A1p	A2	A2	1·2	6 2
428	76	2290	71451	25·2	16 28	8 5	A2p	A2	A2	0·4	5 2
429	76		71794	27·0	15 41	8·2		A2	A2	1·5	6 2
430	85		154609	17 03·6	12 42	8·4		A2	A2	0·8	3 1
431	85		155980	12·0	17 08	7·9		A0	A0	0·8	3 1
432	85	1385	156341	14·1	16 43	7 5	A0p	A0	A0	1·3	3 1
433	85	1003	156483	14·9	15 14	8 3	B9	A0	B9	0·5	3 1
434	85	201	156497	15 0	13 22	8·0	A2p	A2	A2	1·3	3 1
435	37	929		40 1	46 23	(9·30)	B9		A0	—1·2	3 1
436	37		+44°2761	43·2	44 41	[8·5]			A1	0·2	3 1
437	62		161727	44·0	28 12	8·7		A3	A5	0·4	4 2
438	62		161884	44·9	28 06	8·1		A0	A0	1·0	9 3
439	62		161959	45·3	28 57	7 4		A0	A0	1·0	5 2
440	62		162247	46·9	29 09	9·1		A0	A0	0·8	6 2
441	37		162666	48 4	47 16	8·2		A2	A1	0·9	3 1
442	37	119	162935	50 0	43 42	9·1	A3p	A3	A3	0·3	3 1
443	62		162936	50·4	32 01	7·0		A0	A1	1·4	3 1
444	62	523	163032	50·9	29 41	8·1	A6	A5	A6	1·8	8 4

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
						m				m	
445	62	1074	163219	17^h51^m9	+30°23'	7·5	A5	A3	A5	1·9	5 3
446	37	435	163417	52·5	44 10	8·6	A2	Ao	A2	−0·2	3 1
447	62		163590	53·7	32 28	7·2		Ao	Ao	1·3	5 2
448	37	868	164331	56·9	45 45	8·8	Aop	Ao	Ao	0·3	3 1
449	62	247	164506	58·3	28 45	7·4	B8	A2	Ao	1·3	5 2
450	62	269	164632	58·9	28 32	8·8	Ao	A	Ao	0·5	5 2
451	62		165505	18 03·1	27 32	7·9		Ao	Ao	0·7	12 4
452	86		165849	05·2	14 53	8·4		Ao	Ao	0·2	3 1
453	86		166143	06·5	12 27	7·9		Ao	Ao	0·2	6 2
454	86	557	166255	07·0	14 00	7·8	Ao	Ao	Ao	1·1	6 2
455	86	40	166256	07·0	13 28	8·4	Ao	Ao	B9	−0·3	6 2
456	86		166561	08·4	12 40	8·5		A2	A1	−0·2	3 2
457	86		166759	09·3	12 32	7·7		Ao	B9	−1·0	6 2
458	86		166896	09·9	13 46	8·1		Ao	B9	0·2	6 2
459	86		168179	15·7	12 10	7·6		B9	B9	0·6	4 2
460	86	2363		18·0	16 40	(8·86')	B9		B9	0·6	3 2
461	86	453	168796	18·8	13 46	7 7	B9	Ao	Ao	1·2	6 2
462	86	1202	169005	19·8	14 36	8 2	B9p	A2	Fo	−0 5	6 2
463	38		172084	34·0	44 24	8 6		Ao	Ao	−0·4	6 2
464	38		172242	35·6	43 51	8 2		A2	A3	0·2	6 2
465	38		172309	35·9	45 36	8 1		Fo	A8	1·2	4 2
466	38	1132	172714	38·1	45 18	8 5	B8	F	B8	0·3	6 2
467	38		172944	39·3	43 21	8·9		A2	A2	1·0	6 2
468	38	1178	173129	40 2	45 45	7·9	B9	Ao	Fo	0 5	6 2
469	38	1183	173154	40·3	45 51	8·0	A3	A3	A4	0·2	6 2
470	38	1870	173606	42·6	46 10	8·5	B9	Ao	Ao	0·8	9 3
471	38	589		43·3	44 55	(9·48)	A3		A3	−1·9	6 2
472	38	1893	173814	43·7	46 04	7·9	A2	Ao	A1	0·9	10 4
473	38	1930	174019	44·9	46 35	7 9	B9	Ao	Ao	0·6	6 2
474	63		+30°3321	47·9	30 14	[8·4]			A3	1·4	5 2
475	63		+31°3376	48 0	31 17	[8·9]			A1	1·0	3 1
476	63		174896	49·7	30 03	8 3		A	Ao	1·3	6 2
477	63		174960	50·0	31 54	9 0		Ao	Ao	0·7	7 2
478	63		174961	50 0	31 20	8 6		B9	B9	0·5	4 2
479	63		175083	50 5	29 28	8·1		Ao	A1	0·7	6 2
480	38	1489	175201	50·7	45 10	8·7	A5	Fo	A5	0·7	8 4
481	63		+28°3112	50 7	28 49	[8 9]			A1	0·9	3 1
482	63		175333	51 7	29 35	8·4		A	B9	0·1	4 2
483	63		+31°3410	54·2	31 17	[8 5]			A2	1 2	6 2
484	38	2291	176022	54·6	46 26	8·0	B9p	B9	B9p	0 5	12 4
485	63		176154	55·7	32 04	8·7		Ao	Ao	0 9	6 2
486	63		+27°3193	56·1	27 25	[9·0]			B9	0 1	6 2
487	38	1094	176390	56·5	44 56	8·0	A3	A3	A3	1·6	11 4
488	63	1704		57·4	30 46	(9·19')	B9		B9	0 4	5 2
489	38		176798	58·4	43 11	7·2		A3	A3	0·1	5 2
490	38		176843	58·6	45 32	8 7		Ao	Ao	−1·2	5 2
491	63	974	176970	59·5	29 13	8·2	Ao	A3	B9	0·1	6 2
492	63	1861		59·5	30 54	(9·15')	A3		A3	1·3	5 2
493	38		177152	59·9	44 18	7·4		B9	B9	0·5	4 2
494	63	1907		19 00·2	30 22	(8·86')	A2		A5	1·4	4 2
495	63	2734	177279	00 8	31 20	8·2	A3	A3	A5	0·7	4 2
496	63	264		01·0	28 20	(8·72)	B9		B9	0·6	6 2
497	63	2797	177647	02·4	31 17	8·2	A2	Ao	A2	1·4	5 2
498	63		+30°3439	06·1	30 49	[8·5]			Ao	0·7	6 2
499	87		178512	06·1	13 01	7·0		B8	B8	−0·2	4 2
500	63	1436	178991	07·6	29 16	8·2	B6	Ao	B9	−1·8	6 2
501	87	829		09 1	15 43	(7·21')	B9		B9	0·5	4 2
502	87	366	179424	09·7	14 29	8·1	B7	B9	B8	−0·2	6 2
503	17	4	180024	10·7	58 26	7·9	Ao	Ao	Ao	0·1	3 1
504	87	931	180080	12·2	15 16	8·3	B8	Ao	B9	0·4	6 2
505	17		180394	12·2	58 01	8·3		B9	B9	−1·0	6 2
506	87	493	180243	12·9	14 59	7 8	Ao	Ao	Ao	1·3	5 2
507	87		180398	13·5	13 01	7·7		B9	B9	−1·3	6 2
508	17	348	180778	13·7	59 36	7 5	B9	A3	A1	0·6	9 3

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
						m				m	
509	87		180686	19^h14^m6	+13°02'	8·4		Ao	Ao	1·0	2 1
510	87	1026	180715	14·7	16 00	8·5	B7	B9	B8	0·1	6 2
511	87	1083	181120	16·3	15 35	7·7	B9	Ao	B9	0·2	6 2
512	17	415	181675	17·2	59 44	7·7	Ao	Ao	Ao	1·1	9 3
513	87	662	181411	17·5	14 36	8·5	A1	Ao	Ao	0·4	6 2
514	87		181494	17·8	14 03	7·6		B9	B9	0·0	5 2
515	87	713	181801	19·0	14 32	7·7	B7	Ao	B8	0·7	4 2
516	87		+13°3994	19·4	13 10	[9·3]			Ao	1·2	6 2
517	87		182275	21·0	14 36	8·1		A2	A3	0·7	6 2
518	87		182381	21·5	15 54	7·4		A2	Ao	0·1	6 2
519	87		182382	21·5	14 45	8·5		A2	A2	1·0	5 2
520	87		182445	21·8	15 37	8·2		A2	A2	0·7	5 2
521	17	714	184903	32·3	59 17	7·6	Ao	Ao	Ao	1·0	9 3
522	17	1287	185081	33·2	60 10	8·5	A5	A2	A4	−0·2	3 1
523	39		185658	36·6	45 46	8·1		A5	A5	1·8	6 3
524	39		185979	38·3	42 05	8 3		A2	A1	0·4	9 3
525	39		186485	41·2	42 30	8·7		B8	B8	0·8	9 3
526	17		186672	41·5	60 26	6·6		A2	A2	−0·1	5 3
527	39	1786	186857	43·3	45 52	8·5	Ao	Ao	Ao	−0·5	9 3
528	39		186883	43·5	42 25	9·0		Ao	B9	0·5	8 3
529	39	215	187091	44·6	43 49	8·3	Ao	Ao	Ao	0 9	9 3
530	64		187180	45·4	31 19	8·1		Ao	A1	0·8	5 2
531	39	1029	187254	45·6	44 43	9·0	Ao	Ao	Ao	0·8	9 3
532	64		187236	45·9	29 02	8·8		Ao	Ao	−0·3	6 2
533	39		187547	47·0	42 58	8·6		A3	A3	1·2	8 3
534	39		187710	47·9	42 46	8·6		Ao	B9	0·4	9 3
535	64		187711	48 1	42 47	8·6		A2	B9	−1·8	9 3
536	64		187971	49·8	29 09	8·7		Ao	A1	−0·8	8 3
537	64		+28°3518	50·9	28 34	[9 0]			B9	−1·7	5 2
538	39	475	188306	51·0	43 51	8·2	B9	B9	B9	0·4	9 3
539	64		188187	51·0	30 04	8·4		A2	Ao	−1·1	8 3
540	64	2442	188503	52·5	30 35	8·5	A1	A3	Ao	−3·1	12 4
541	64	822	188504	52 5	29 53	8·2	B9	A5	B9	−0·9	12 4
542	64		+31°3841	52·6	31 38	[8·5]			A5	0 2	4 2
543	64		188525	52·7	27 12	8·5		Ao	Ao	0·7	2 1
544	39	2247	188712	53·0	45 52	8·6	B8	Ao	B9	0·4	9 3
545	64	876	188612	53·0	30 01	8 5	B8	Ao	B8	0·0	12 4
546	64	952	188754	53·7	29 23	7·9	A2	A2	A2	0 5	6 2
547	64	90	188755	53·7	28 37	8 0	A5	A5	A5	0·2	8 4
548	64	102	188820	54·0	29 05	8 6	A7	A5	A7	0 4	6 3
549	64	133	188928	54·6	28 29	8 5	Ao	Ao	Ao	0·8	10 4
550	64		188995	54·9	27 41	8 0		Ao	Ao	0·9	12 4
551	39	2356	189298	55·8	45 42	9 0	A2	Ao	A1	0·4	9 3
552	64	200	189213	55·9	28 44	7·1	A3	A2	A3	1·5	3 1
553	64	237	189316	56 4	28 51	8·0	Ao	Ao	Ao	−0 6	6 2
554	39		+42°3545	56·7	42 15	[8·6]			Ao	−1·4	9 3
555	64	2080	189597	57·8	30 48	8 0	A1	Ao	Ao	−1·6	3 1
556	39	721	189727	58·0	43 27	8 5	B9	B9	B9	0 2	6 3
557	64	379	189848	59·1	29 01	8·1	B9	A2	B9	0·0	12 4
558	39		190253	20 00·6	40 19	8 9		Ao	Ao	1 2	6 2
559	64		190256	01·2	32 27	8·2		Ao	B9	−1 1	9 3
560	64	2704	190431	01·9	31 37	8·2	A2	Ao	A1	−0·2	12 4
561	64		190447	01·9	27 23	8·7		Ao	Ao	0·0	5 2
562	64	3415	190469	02·1	31 00	8·5	B9	Ao	B9	−0·6	6 2
563	64		190513	02·3	30 25	8 2		A3	A6	−0·9	6 3
564	64	1948	190552	02·5	29 19	9·1	B9	Ao	B9	0·0	6 3
565	64	3472	190604	02·8	30 37	8·5	B9	Ao	B9	0·1	7 3
566	88		190592	02·9	17 42	7·9		A2	A2	0·3	6 2
567	64	4812	190786	03·7	31 53	8·7	A1	Ao	A1	−0·1	9 3
568	64	3647	191027	04·8	31 06	8·8	A2	A2	A2	0·2	9 3
569	64		191126	05 3	32 11	9·1		A2	A1	0·0	4 2
570	64	4946	191244	05·9	31 59	8 0	Ao	Ao	Ao	1·0	9 3
571	88	1396	191048	05·9	15 55	7 5	Aop	B9	Aop	0·2	2 1
572	64		191279	06·1	28 07	8 2		A3	A3	0·4	6 2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
						m				m	
573	64		191293	20^h06^m2	+27°42'	8.6		A0	A0	0.5	5 2
574	88		191337	06.3	12 52	7.9		B5	B5	0.9	6 2
575	64	3805	191398	06.7	30 14	8.7	B9	A0	A0	0.7	3 1
576	88	1569	191654	08.2	15 52	8.1	A3	A2	A3	1.3	5 2
577	88		191706	08.5	16 03	7.9		A0	B9	0.2	6 2
578	88	2515	191857	09 2	17 00	8.4	A0	A2	A0	−0.9	6 2
579	88	1684	191980	09.8	15 12	8.0	B5	B5	B5	0.4	6 2
580	88	807	192005	09.9	14 35	8.3	B9	A0	B9	0.5	5 2
581	88	2644	192387	11.8	16 41	8.2	B9	A0	A0	−0 3	6 2
582	88	2721	192643	13.1	16 13	8.9	B8	A2	B8	−0.5	6 2
583	88	1897	192686	13.3	15 17	8.5	B6	A2	B6	0 5	6 2
584	88		192937	14.7	18 12	7.7		A0	A1	0.7	5 2
585	88	1177	193141	15.9	15 01	8.5	B8	A0	B9	0.1	5 2
586	88		193161	16.0	18 10	7.8		A0	A0	0.7	5 2
587	88	407	193351	17.0	13 45	8.3	B9	A0	A0	1.3	6 2
588	88	457	193775	19.3	13 31	8.5	B9	B9	B9	−0.6	6 2
589	88	1365	193913	20.0	14 45	8.5	B7	A0	B8	−0.3	3 1
590	88	3075	194037	20 6	16 19	8.5	A1	A0	A0	1.5	6 2
591	40		196394	33.7	15 06	8.3		A3	A3	1.4	3 1
592	40		196832	36.5	40 42	8.1		B9	B9	−0.4	6 2
593	40		197161	38.5	44 35	8.2		A0	A0	0 7	6 2
594	40	1228	197167	38.6	45 22	8.0	A0	A0	A0	−1.4	6 2
595	40	427	197291	39.4	44 09	8.2	A1	A0	A1	1.0	5 2
596	40	18	197374	39.9	43 38	8.5	B8	A0	B9	0.2	4 2
597	40		197375	39.9	43 15	7.9		A0	A0	1.2	6 2
598	40		197559	41 1	42 59	8 5		A	A0	0.0	6 2
599	40		198182	45.2	46 55	7.9		A0	A0	1.3	6 2
600	40		198264	45.8	43 04	8 7		A3	A3	1.3	5 2
601	40		198480	47 3	42 45	7 3		B8	B8	−0.1	3 1
602	40		198915	50.2	46 31	7.3		B9	B9	−0.6	3 1
603	65		199042	51.5	30 45	7.8		B9	B9	−0.7	5 2
604	40	869	199138	51.8	44 59	8 3	A0	A0	A0	1.3	6 2
605	65		199102	51.9	29 18	7 6		B9	B9	0 4	12 4
606	65		199113	52.0	31 06	9 0		A	B9	−0.3	12 4
607	40	933	199312	53 0	44 56	8 5	B9	B9	B9	0.0	6 2
608	65		199291	53.3	29 34	9.1		A2	A0	−2.3	12 4
609	40	965	199416	53.6	45 05	8.5	A0	A2	A1	1.2	4 2
610	65	2233	199358	53.7	31 58	7 8	A1	A2	A2	1.4	11 4
611	65		199418	54.0	28 22	8.5		A0	A0	0.7	9 3
612	65	574		54.3	30 07	(8.62)	B8		B9	0.5	11 4
613	65	2263	199515	54.7	31 23	8.6	A1	A2	A1	−0.5	12 4
614	40		199662	55.2	47 22	8.1		A0	A0	1 3	6 2
615	40	386		56.0	43 59	(8 47)	A2		A2	0.4	2 1
616	65	680	199774	56 3	29 28	8.1	A0	A0	A0	1.1	12 4
617	40		199890	56.5	47 24	7.2		B8	B8	0.8	6 2
618	65	2465	200351	59.0	32 02	8.8	B9	A0	B9	0.1	12 4
619	65		200390	21 00.2	30 19	7 8		A2	A2	1.6	12 4
620	40		200478	00.3	46 48	7 7		A0	A1	1.3	6 2
621	65		200468	00.6	28 06	7 7		A2	A3	1.4	12 4
622	65	2502	200479	00.7	31 16	8.6	A0	A0	A0	−0.1	12 4
623	89		200598	01 6	14 12	7.9		A2	A2	1.6	6 2
624	65		200743	02.3	28 07	8 8		A2	A1	−0.4	10 4
625	65	2617		03.6	31 22	(8.67)	A3		A0	−2.4	12 4
626	65	1920		03.7	30 36	(8.80)	A0		A0	−0.9	11 4
627	65		201036	04.1	28 13	8 7		A0	A0	−1.9	9 3
628	65	2023		05.4	30 28	(8.81)	A3		A3	−0.1	10 4
629	65	2701	201360	06.1	31 55	8.7	A0	A0	A0	0.6	6 3
630	65	2095		07.1	30 17	(9.15)	A2		A2	0.1	7 3
631	65	2156	201779	08.8	30 21	8.7	A2	A	A2	0.2	8 3
632	65		+30°4349	09.1	30 00	[9.0]			B9	−1.0	9 3
633	89		201979	10.3	17 57	8.5		A0	A0	1.0	2 2
634	65		202033	10.4	31 49	8.2		B9	B9	−0.9	6 2
635	89	1693	202303	12.1	17 28	7.9	A0	A2	A2	1.4	6 2
636	89		202350	12 4	17 37	8.3		A3	A3	−0.2	4 2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
						m				m	
637	89		202446	21^h13^m1	+17°57'	8 5		A2	A2	0.8	4 2
638	89	670	202479	13.3	15 08	8 5	A4	A2	A4	1 0	6 2
639	89	1169	202531	13.7	15 53	8 7	A3	A2	A3	0 9	6 2
640	89	252	202602	14 2	13 36	8.3	B8	B9	B9	0.0	6 2
641	89		202782	15.5	14 20	8.1		A3	A4	1.8	6 2
642	89	753	202937	16 4	15 02	8 5	B8	A3	A3	1.4	5 2
643	18	362	203300	17.7	58 59	8.5	A2p	A2	A2	0.9	6 2
644	18	994	203550	19 1	60 29	8.3	B7	A0	A0	0 1	2 1
645	18	1731		25.0	60 55	(8.70)	B7		A0	−1.7	5 2
646	18	1805		28 5	61 05	(8.85)	B8		B8	0 8	6 2
647	18		205396	31 4	58 00	8 1		A0	A0	−1.2	3 1
648	18		206076	33.0	60 25	8 1	B9p	A2	A2	0.8	3 1
649	41		206098	36 6	46 01	8 2		A2	A2	0 0	8 3
650	41		206329	38 2	16 03	8 7		A0	A0	0.4	6 2
651	18	2056	206508	38 8	60 50	8.5	A5p	A3	A3	0 7	5 2
652	41		206732	40 9	44 30	8.6		A3	A1	−2.0	8 3
653	18		206923	41.7	61 20	7.9		A0	A0	0 2	3 1
654	41	2356		42 2	46 30	(8.45)	A3		A3	−1.8	6 2
655	41	508	207050	43 1	44 53	8 7	A0	A2	A1	−0 3	5 2
656	41		207331	45 1	43 05	8.1		A0	A1	0.0	6 2
657	60		207353	45 4	28 47	8 5		A2	A2	1.0	[illegible] 1
658	60		207370	45.5	31 18	8.1		B8	B8	−2 [illegible]	3 1
659	41	79	207431	45.7	43 16	7 6	A0	A0	A0	0 6	6 2
660	60		207593	47.2	30 31	8 4		A0	A0	−0 8	3 1
661	41	117		47 3	44 10	(8 97)	A3		A3	0 1	4 2
662	66		207674	47.8	29 33	8.2		A0	A0	−0 8	4 2
663	60		207805	48.8	32 25	8 5		A0	A0	−0 2	8 3
664	41	2613	207886	49.1	46 57	8 0	A2	A5	A2	−1 1	6 2
665	41	2636	207952	49.7	46 55	7.8	A2	A0	A1	−2 0	6 2
666	41	1775	207953	49.7	45 58	8 2	A2	B9	A1	−1 9	4 2
667	66		207940	49 9	29 58	8 1		B9	B9	−1 1	5 2
668	41	1895	208310	52 4	15 19	8 5	B9	A0	B9	−0 1	6 2
669	66		208312	52.6	32 27	7 0		A0	A2	0 8	10 4
670	41		208313	53 6	44 13	7 8		B9	B9	0 2	5 2
671	41		208606	54.3	47 14	8 6		A2	A2	−0.3	4 2
672	41	2028		54 6	45 55	(9.62)		B9	B9	−0.2	8 3
673	41		208699	55.0	42 23	7.7		A0	A0	−0 2	4 2
674	66	92	208716	55 3	28 32	7 9	B7	A0	B9	0.5	9 3
675	41		208797	55.6	47 11	7 8		A0	A1	0.2	6 2
676	41		208861	56 0	42 55	7.6		A2	A1	0.7	8 3
677	41		208878	56.1	43 00	7.4		B9	B9	−0.4	6 2
678	41	1139	208940	56.6	44 27	8.1	A0	F0	A2	−0.3	12 4
679	66		208941	56.8	32 13	7.8		B9	B9	−0.8	12 4
680	41	1195	209113	57 9	44 44	8 1	A0	A2	A0	−0 7	12 4
681	41		209125	58.0	42 20	7.5		A2	A2	−0.6	6 2
682	41	1202	209147	58 1	44 18	7.7	A0	A2	A1	−0 1	12 4
683	66	1983	209205	58 7	31 17	7.5	A0	A0	A0	1.1	4 2
684	41		209246	58.8	43 23	7.6		A5	A6	−0.2	6 3
685	41	2972		58.8	46 51	(8.85)	A2		A2	−1.4	7 3
686	41	1243	209309	59 3	44 26	8.2	B9	A0	B9	0.6	6 2
687	41	3006		59.7	46 32	(9.02)	B9		B9	−0.5	3 2
688	66	1444	209440	22 00 5	30 31	8.2	A2	A3	A2	0.7	11 4
689	41		209469	00 7	42 34	7.1		B9	B9	−0.2	3 1
690	41	2289	209482	00 7	45 58	8.7	B9	A	B9	−0.1	6 2
691	66	1461	209516	01.1	30 44	8.2	B8	A0	B9	0.5	9 3
692	41	3051		01.2	46 31	(8.71)	B9		B9	−0.7	4 2
693	41	1322	209570	01 [illegible]	44 25	8.7	B9	A0	B9	0.3	6 2
694	41	3072	209638	01.8	46 20	8.1	A3	A2	A3	−1.7	11 4
695	41		209664	02 0	45 01	8.6		A	A0	−2.4	8 3
696	41		209737	02.5	45 10	8.8		A0	A0	−1.1	7 3
697	41		209814	03.0	44 32	8.2		A0	A1	0 5	9 3
698	66		210183	05 8	29 16	8.0		A0	A1	1 0	9 3
699	41		210208	08.8	42 42	7.5		B9	B9	−1.1	3 1
700	42	977	215646	43.8	45 21	8.9	B9	A0	B9	−0.4	6 2
701	42	1015	215856	45.3	45 57	8.0	B8	B9	B8	0.6	6 2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
						m				M	
702	42		215896	22h45m.6	+47°33'	7·7		A0	B9	—0·1	6 2
703	42	1048	215926	45·8	46 11	8·0	B8	A0	B8	0·2	6 2
704	42	500	216003	46·3	45 08	8·0	B8	A0	B8	0·3	6 2
705	42	1103	216107	47·2	45 38	8·4	A0	A0	B9	—0·3	6 2
706	42	96	216108	47·2	43 35	8·0	B8	A0	B9	0·5	6 2
707	42	535	216158	47·9	45 09	8·2	A8	A2	A2	0·4	6 2
708	42		216439	50·0	47 18	8·5		A0	A0	0·3	3 2
709	42	152	216450	50·1	44 01	8·0	A4p	A2	A4p	1·3	6 2
710	67		216562	51·1	30 30	7·5		A2	A4	1·4	3 2
711	42		216630	51·6	48 18	8·0		A2	A2	1·3	2 1
712	42	653	216661	51·8	44 17	8·8	B8	B9	B8	—0·6	6 2
713	42		216684	52·0	43 10	7·8		B5	B5	0·2	6 2
714	67		216716	52·4	31 12	7·4		A0	A0	1·2	2 1
715	42	1294	216784	52·9	45 19	8·2	A3	A2	A3	0·9	6 2
716	42	1296	216797	53 0	46 06	7·8	B8	A0	B9	0·8	6 2
717	42		216815	53·2	43 01	8·1		A2	B5	—0·6	6 2
718	42		216851	53·5	43 18	7·7		B5	B5	—1·4	5 2
719	42		216915	54·1	42 44	8·0		A0	A0	0·0	6 1
720	42		217128	55·5	47 51	8·1		A2	A0	—0·7	3 2
721	42		217262	56·6	46 05	8·0	B6	A0	B6	—0·1	6 2
722	42	1992	217713	59·7	46 34	8·0	B8	A2	B8	—0·3	3 1
723	67	010	217888	23 01·2	30 48	8·1	A2	A0	A2	0·9	5 2
724	42		+46°3928	03·1	47 15	[8·0]			A0	0·2	2 1
725	42		218299	04·1	44 11	7·8		A0	A1	1·4	3 1
726	42		218417	05·1	43 07	7·8		A0	A1	1·4	3 1
727	19		218439	05·1	60 34	7·6		A2	A4	1·8	6 2
728	67	382	218428	05·2	29 47	7·2	A0	B9	B9	0·5	15 5
729	67	705	218472	05·5	31 11	7·3	A4	A2	A4	2·0	5 3
730	67	115	218538	06·0	28 55	7·5	A0	A2	A3	1·6	12 4
731	19		218724	07·3	61 23	8·4		A	A0	0·9	6 2
732	19		219288	11 7	57 34	8 0		A0	A0	0 4	6 2
733	19	980		15 7	60 24	(8·49)	A0		A0	1·2	4 2
734	19		219855	16·2	57 54	8·0		A0	A0	0·3	6 2
735	19	490	220016	17·5	59 21	8·0	A0	B9	B9	—1·0	8 3
736	19	657	220760	23·4	59 23	8·1	A0	A	A0	—0·2	4 2
737	19	1894	221037	25·7	61 38	7·9	A0	A0	A0	0·2	9 3
738	19	1310	221038	25·7	61 11	7 9	A0	A3	A2	0·3	7 3
739	19	1345	221143	26·5	61 09	8·8	A0	A2	A1	0·8	8 3
740	19		221335	28 3	58 07	8·2		A2	A2	0·4	8 3
741	19		221334	28·3	62 01	8·1		A0	B9	—0 8	9 3
742	19	224	221886	[illegible]·0	58 38	8 4	A0	A0	A0	0·5	9 3
743	19	1514	221935	33·4	60 37	8 4	B8	B9	B8	—1·3	9 3
744	19		221990	33·9	62 09	9·2		A0	A0	—0 8	6 2
745	43		222517	38·6	44 07	8·9		A0	A0	1·3	6 2
746	43		222705	40 3	47 09	8 5		A0	A1	0 6	5 2
747	43		222729	40·5	42 58	8·4		A3	A3	1·3	4 2
748	43		222749	40 6	44 08	8 6		A0	A0	1 2	6 2
749	43		222763	40 7	46 45	8·6		A2	A2	1·1	3 2
750	43		222796	41·0	44 47	8·9		A0	A1	1·0	4 2
751	43		222841	41·4	45 40	8 9		A0	B9	—0·2	6 2
752	43		223137	44·4	43 24	8 5		A0	A0	0·4	3 2
753	43	600	223309	45 9	45 10	8 5	B6	A0	B8	0·1	6 2
754	43	1199	223459	47·1	46 02	8·6	A3	A5	A3	0·7	6 2
755	43		223570	48 0	43 09	7·6		A0	A0	1·2	6 2
756	43		+45°4343	48·1	46 25	[9·0]			A2	—0 2	2 1
757	43		223660	48 9	47 29	7·6		B9	B8	0·5	1 1
758	43		223892	50·8	45 01	8·0		A0	B8	0 5	6 2
759	43	203	223901	50·9	43 23	8·1	A3	A3	A3	—0·2	6 2
760	43	756	223981	51·6	44 36	7·8		B9	B9	0·5	6 2
761	43		224167	53·1	43 01	7·8		A2	A1	1·0	6 2
762	43	1424	224258	53·8	45 48	8·0	A3	A3	A3	1·4	6 2
763	43		224292	54 0	42 15	8 6		A0	A0	0 6	6 2
764	43	1455		54·8	46 14	(8·92)	A3		A3	0 0	6 2
765	43	1997	224872	58·8	46 27	8·2	B9	A2	B9	0·5	6 2
766	43		224969	59·6	47 19	7·8		A2	A2	0 9	6 2

Январь, 1956 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бартая Р. А, Бюлл. Абаст. астрофиз. обс., № 15, 37, 1953.
2. „ Бюлл. Абаст. астрофиз. обс., № 18, 3, 1955.
3. Никонов В. Б., Бюлл. Абаст. астрофиз. обс., № 14, 1953.
4. Günter S., Zs f Aph, 7, 106, 1933.
5. Паренаго П. П., Труды ГАИШ, 13, 59, 1940.
6. Peters Y., Präzessionstafeln für das Äquinoktien 1950.0. 1934.
7. Petrie R. M. and Maunsell C. D, Publ. Obs. Victoria, 8. 253, 1950.
8. Schlesinger F., General Catalogue of Stellar Parallaxes, 1935.
9. Jenkins L. F, General Catalogue of Trigonometric Stellar Parallaxes. Yale university observatory, 1952

CATALOGUE OF ABSOLUTE SPECTRAL MAGNITUDES OF 766 B AND A STARS IN 44 KAPTEYN AREAS SITUATED ALONG THE GALACTIC BELT ($|B| \leqslant 30$)

R. A. BARTAYA

(Summary)

In the 1948—1955 systematic determinations of absolute spectral magnitudes of *B* and *A* stars were performed at the Abastumani astrophysical observatory [1, 2].

The present paper gives these magnitudes for 766 stars of mentioned types in 44 Kapteyn Areas (table I) situated along the galactic belt: $b \leqslant \pm 30^\circ$ (table III).

The observational material was secured using 15.°5 objective prism mounted on 20 cm camera of the Abastumani 40 cm refractor. Linear dispersion of the obtained spectrum is 115 Å/mm near $H\delta$.

Total absorptions in Balmer hydrogen lines ($H\gamma$, $H\delta$, $H\varepsilon$) served as absolute magnitude criterium.

Measurements were made with wide slit in microphotometer that cut out a band 18 Å wide in average from the measured region.

We exclude the effect of the Balmer lines intensity dependence upon the spectral type [1].

Stars with known trigonometric and spectral parallaxes have served as standard stars to draw the reduction curves.

The probable error of the absolute value determination is $\rho = \pm 0.''10$.

January, 1956.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 22, 1958
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 22, 1958

G და K ტიპის 425 მკრთალი ვარსკვლავის სპექტრული აბსოლუტური სიდიდეების კატალოგი

ნ. კალანდაძე

წინამდებარე ნაშრომი წარმოადგენს სპექტრულ აბსოლუტურ სიდიდეთა იმ განსაზღვრების გაგრძელებას, რომელიც დაწყებული იყო 1947—1948 წწ., როგორც საცდელი სამუშაო აბასთუმნის ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში $15^{0}.5$-ნი საობიექტივო პრიზმით მიღებული ვარსკვლავთ სპექტრების საფუძველზე [1].

საცდელმა განსაზღვრებმა ცხადჰყვეს, რომ აბასთუმნის ობსერვატორიაში 20 სმ-იან კამეოაზე საობიექტივო პრიზმით მიღებული მცირე დისპერსიის (115Å/მმ H_γ-სთან) სპექტრების მიხედვით სავსებით შესაძლებელია განისაზღვროს შედარებით მკრთალ ვარსკვლავთა ($8.^m5$—$9.^m0$) სპექტრული აბსოლუტური სიდიდეები.

არ შევუდგებით დასამზერი აპარატურის დაწვრილებით დახასიათებას, რამდენადაც იგი ვრცლად იყო აღწერილი ჩვენს დამოწმებულ ნაშრომში. საჭიროა მხოლოდ აღინიშნოს, რომ პირველ საცდელ სამუშაოთა შესრულების პროცესში გამოვლინდა აუცილებლობა და შესაძლებლობა განსაზღვრათა მეთოდის გაუმჯობესებისა მიღებულ შედეგთა სიზუსტის გაზრდის თვალსაზრისით. ამ მიზნით იმთავითვე დასახული იყო ღონისძიებანი შემდგომი მუშაობისათვის. პირველ ყოვლისა განზრახული იყო მიკროფოტომეტრული გაზომვის ტექნიკის გაუმჯობესება, რაც გულისხმობს უფრო მეტად მიზანშეწონილი ჭვრიტიანი დიაფრაგმების გამოყენებას. გადავწყვიტეთ ფოტომეტრია გვეწარმოებია ე. წ. „სწრაფ" მიკროფოტომეტრზე, რომელიც ამ დროისათვის დადგმული იყო აბასთუმნის ობსერვატორიაში. ამასთან განზრახული იყო აბსოლუტურ სიდიდეთა კრიტერიუმების დაზუსტება და აგრეთვე ახალი კრიტერიუმების გამოვლინება. შემდგომ საჭირო იყო სტანდარტ ვარსკვლავთა რიცხვის გაზრდა უფრო ზუსტი სარედუქციო მრუდების აგების თვალსაზრისით. აუცილებელი შეიქმნა აგრეთვე დედამიწის ატმოსფეროს სპექტრული გამჭვირვალობის კოეფიციენტის $P(\lambda)$ ზუსტი მნიშვნელობის განსაზღვრა ვარსკვლავთა უფრო რაციონალური შერჩევისა და ფოტომეტრიული გაზომვის მეთოდის შეცვლის საფუძველზე. იგულისხმებოდა ამ მიზნისათვის ვარსკვლავთა უწყვეტი სპექტრის გამოყენება. და ბოლოს განზრახული იყო მკრთალ ვარსკვლავთა აბსოლუტური სიდიდეების განსაზღვრა გაგვევრცელებია უფრო ადრინდელი სპექტრული ტიპების —F, A და B— ვარსკვლავებზე. რაც აღნიშნულ გაუმჯობესებათა განხორციელების საფუძველზე სრულიად რეალურ ამოცანად გვესახებოდა.

მკრთალ ვარსკვლავთა სპექტრული აბსოლუტური სიდიდეების განსაზღვრა, სრულიად მიზანშეწონილ საფუძველზეა დამყარებული, რაც ორგანულად უკავშირდება აბასთუმნის ობსერვატორიაში წარმოებულ რიგ სამუშაოებს, კერძოდ— კოსმოსური შთანთქმის შესწავლის დარგში. მკრთალ ვარსკვლავთა აბსოლუტური სიდიდეების განსაზღვრა წარმოადგენს ამ სამუშაოთა შევსებას. ამიტომ დიდი მნიშვნელობა აქვს ასეთი სამუშაოების ერთდროულ განხორციელებას ერთსა და იმავე ობსერვატორიაში და ერთსა და იმავე აპარატურაზე.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

შემდგომისათვის გადაწყვეტილი იყო გაგვეგრძელებია მკრთალ ვარსკვლავთა აბსოლუტური სიდიდეების განსაზღვრა კაპტეინის არეებში.

საინტერესოა აღვნიშნოთ ის ფაქტი, რომ 1948 წელს წარმატებით დაიწყო ადრინდელი სპექტრული ტიპების—A, B—ვარსკვლავთა აბსოლუტური სიდიდეების განსაზღვრა ([2] და აგრეთვე ბიულეტენში რ. ბართაიას ნაშრომი).

რაც შეეხება F ვარსკვლავებს, სპექტრის აღნიშნული დისპერსიისათვის ძნელი აღმოჩნდა სათანადო კრიტერიუმების შერჩევა. ის კრიტერიუმები, რომლებიც გამოიყენება ადრინდელი ან გვიანდელი ტიპების ვარსკვლავებისათვის, ვერ იძლევა საიმედო შედეგებს F კლასისათვის იმ შემთხვევაშიაც კი, თუ მთელ F კლასს გავყოფთ ორ ჯგუფად და უფრო ადრინდელი ქვეკლასებისათვის გამოვიყენებთ ადრინდელი კლასების კრიტერიუმებს, ხოლო შემდეგ ქვეკლასებზე გავავრცელებთ G და K კლასათვის შერჩეულ კრიტერიუმებს. აღნიშნული კლასებისათვის გამოყენებული იყო სპექტრში წყალბადის შთანთქმის ხაზები (ადრინდელი კლასები) და ციანის შთანთქმის ზოლები (გვიანდელი კლასები). რაც შეეხება სხვა სპექტრულ ხაზებს, რომლებზედაც მითითებულია ლიტერატურაში როგორც F კლასის აბსოლუტურ სიდიდეთა კრიტერიუმზე, მცირე დისპერსიის შემთხვევაში ფოტომეტრული გაზომვები ვერ იძლევა საიმედო შედეგებს. F კლასის 35 ვარსკვლავთა სპექტრების ფოტომეტრიული დამუშავების შედეგად შემოწმებული იყო სხვადასხვა კრიტერიუმები, აგებული იყო სარედუქციო მრუდები. მიუხედავად იმისა, რომ ესა თუ ის კრიტერიუმი აშკარად უჩვენებდა დამოკიდებულებას აბსოლუტურ სიდიდეებზე F კლასისათვის, წერტილები გვაძლევდა ძალიან დიდ გაბნევას, რაც საეჭვოდ ხდიდა სარედუქციო მრუდების სიზუსტეს. ამ საცდელი სამუშაოს შედეგად დადგენილი იყო, რომ ჩვენს პირობებში აზრი არა ჰქონდა F კლასის ვარსკვლავთა აბსოლუტური სიდიდეების განსაზღვრას, ამიტომ უარი ითქვა ამ კლასის ვარსკვლავებზე.

G და K სპექტრული ტიპის მკრთალ ვარსკვლავთა აბსოლუტური სიდიდეების განსაზღვრა ძირითადად დაფუძნებულია 1946—47 წლებში შემუშავებულ მეთოდებზე [1], რომლებიც საშუალებას იძლევა განისაზღვროს ვარსკვლავთა სპექტრული აბსოლუტური სიდიდეები 20 სმ-ან კამერაზე 15°.5 საობიექტივო პრიზმით მიღებული მცირე დისპერსიის სპექტრების მიხედვით.

შესრულებული იყო რიგი მეთოდური სამუშაოსი, რომლებიც მიეძღვნა მეთოდის დაზუსტებასა და გაუმჯობესებას. განსაზღვრები შესრულებული იყო 1948-1952 წლებში მიღებული დაკვირვებითი მასალის საფუძველზე.

ტელესკოპის მუშაობის დროის ეკონომიის თვალსაზრისით გადავწყვიტეთ დაკვირვებითი სამუშაოების გაერთიანება ადრინდელი A და B ტიპის (რ. ბართაია) და გვიანდელი G და K ტიპის ვარსკვლავებისათვის. ერთსა და იმავე ფირფიტაზე ვაწარმოებდით კაპტეინის არეს ვარსკვლავების შერჩევას როგორც A და B, ისე G და K სპექტრული ტიპებისათვის. კაპტეინის თითოეული არესათვის მიღებული იყო 3—5 ნეგატივი, უმეტესად—2 საათიანი ექსპოზიციით.

სია კაპტეინის იმ არეებისა, რომლებშიაც ვაწარმოებდით G და K ტიპის ვარსკვლავთა აბსოლუტური სიდიდეების განსაზღვრას, მოცემულია I ცხრილში, რომელიც შეიცავს არეების ნომერს და ცენტრის ეკვატორულ და გალაქტიკურ კოორდინატებს—1950 წლისათვის.

სტანდარტ ვარსკვლავთა ძველ სიებს [1] დავუმატეთ რამდენიმე ვარსკვლავი ცნობილი ტრიგონომეტრიული პარალაქსებით. გარდა ამისა, სარედუქციო მრუდების დაზუსტების მიზნით გამოყენებული იყო აგრეთვე ის ვარსკვლავები, რომლებიც გაზომილი იყო კაპტეინის არეებში და რომელთაც აღმოაჩნდათ ტრიგონომეტრიული პარალაქსები. უფრო დაწვრილებით ამაზე ქვემოთ ვილაპარაკებთ.

ცხრილი 1

KA	α_{1950}	δ_{1950}	l	b	KA	α_{1950}	δ_{1950}	l	b
16	17^h30^m	$+59°48'$	56°	+33°	45	1^h29^m	$+30°26'$	101°	−32°
19	23 25	+60 17	81	− 1	46	2 32	+30 23	117	−27
20	0 43	+45 37	89	−17	47	3 26	+30 11	127	−21
22	2 41	+45 23	111	−13	48	4 26	+30 17	136	−12
23	3 42	+45 10	120	− 7	50	6 27	+29 49	151	+10
24	4 43	+44 56	128	0	51	7 27	+29 54	156	+22
25	5 41	+44 51	133	+ 9	52	8 29	+29 50	161	+35
26	6 40	+44 47	138	+18	62	17 57	+30 00	24	+23
30	10 40	+44 54	135	+60	63	19 02	+30 04	29	+10
38	18 47	+45 14	42	+18	64	20 00	+30 08	35	− 1
39	19 49	+44 58	47	+ 9	65	21 01	+30 22	43	+12
41	21 52	+45 14	61	− 8	66	22 00	+30 24	53	−21
44	0 27	+30 27	85	−32	67	23 03	+30 27	65	−28

აბსოლუტურ სიდიდეთა განსაზღვრის კრიტერიუმად გამოყენებულ იქნა ციანის შთანთქმის ზოლების ინტენსივობანი, რაზედაც დაწვრილებით გვქონდა საუბარი პირველ ნაშრომში. ეს შთანთქმა აღებული იყო $\lambda4144-\lambda4215$ A უბანში, სადაც შერჩეული იყო შთანთქმის ზოლები, რომელთა ცენტრები ემთხვეოდა სპექტრულ ხაზებს $\lambda\lambda4200$, 4176, 4155 A. ეს ზოლები პირობით აღნიშნული იყო CN_1, CN_2 და CN_3-ით, შესაბამისად; შესადარებელ მუდმივ უბნად არჩეული იყო სპექტრის უწყვეტი უბანი $\lambda4215-\lambda4226$ ხაზთა შორის. რაც შეეხება ხაზთა ინტენსივობის ფარდობებს $\frac{4045}{4077}$ და $\frac{4063}{4077}$, რომლებიც გამოყენებულ იქნა

აგრეთვე აბსოლუტურ სიდიდეთა კრიტერიუმად ჩვენს წინა განსაზღვრებში, ისინი აღარ გამოგვიყენებია ახლანდელ ნაშრომში. როგორც წინათ გვქონდა განმარტებული, ეს უკანასკნელი ფარდობანი იძლეოდნენ ნაკლებად საიმედო სარედუქციო მრუდებს, რის გამო ადგილი ჰქონდა მნიშვნელოვან გაბნევას აბსოლუტურ სიდიდეთა განსაზღვრებში. მიუხედავად იმისა, რომ მიკროფოტომეტრიული გაზომვები შემდგომში წარმოებული იყო, ჭვრიტიანი დიაფრაგმების გამოყენების თვალსაზრისით, ბევრად უფრო მოხერხებულ „სწრაფ“ მიკროფოტომეტრზე, ჩვენი მცირე დისპერსიის შემთხვევაში ძნელი აღმოჩნდა სპექტრული ხაზების გამოყოფა და მათი ზუსტი ფოტომეტრირება. რიგი საცდელი გაზომვების შედეგად დავრწმუნდით, რომ ჩვენი დისპერსიის პირობებში სპექტრულ ხაზთა ფოტომეტრია ძნელია და ნაკლებად საიმედო. ხაზთა ინტენსივობების ფარდობანი იძლევიან ნაკლებად საიმედო სარედუქციო მრუდებს, წერტილების მნიშვნელოვანი გაბნევით ამიტომ გადავწყვიტეთ შემდგომისათვის ზემოთ აღნიშნული ფარდობანი ამოგვეღო კრიტერიუმების სიიდან. ამგვარად, ჩვენი ახალი განსაზღვრები შესრულდა ოთხი ფარდობის საფუძველზე.

$$\frac{N}{CN_1},\quad \frac{N}{CN_2},\quad \frac{N}{CN_3},\quad \frac{N}{N_1},$$

სადაც N წარმოადგენს სპექტრის უწყვეტი უბნის ($\lambda4215-\lambda4226$ Å) პირობით აღნიშვნას, ხოლო N_1 უწყვეტ უბანს $\lambda4205$ და $\lambda4215$ Å ხაზებს შორის.

ინტენსივობათა მახასიათებელი მრუდები ამ შემთხვევაშიც აგებულ იქნა ჭვრიტიან სპექტროგრაფზე ექვსი საფეხურისაგან შემდგარი ჭვრიტით მიღებული სკალების საფუძველზე. საჭიროა მხოლოდ აღინიშნოს ის გარემოება, რომ წინათ განათება ჭვრიტისა ხდებოდა თეთრი ეკრანიდან ანარეკლი მზის გაბნეული სინათლით. ამას ის ნაკლი ჰქონდა, რომ უწყვეტი სპექტრი არ იყო თავისუფალი სპექტრული ხაზებისაგან და ზოგჯერ მათი ინტენსივობანი საკმარისად

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

ძლიერი იყო, რაც ხელს უშლიდა განსაზღვრულ უბნებში უწყვეტი სპექტრის ინტენსივობათა გაზომვებს. ამიტომ გადავწყვიტეთ განათება მოგვეხდინა მუდმივი დაძაბულობის ელექტროდენით მოვარვარე ელექტრონათურებით. თანაბარი განათებულობის განხორციელების მიზნით ხის ყუთში მოთავსებულ იქნა ოთხი ელექტრონათურა ყუთის ორ მოპირდაპირე კედლებზე. ყუთის მთელი წინა მხარე დაფარულ იქნა მქრქალი მინით. სპექტროგრაფის ჭვრიტე დაფარებულია ე. წ. რძისფერი მინით. ასეთი კომბინაცია იძლევა შესაძლებლობას მივიღოთ კარგი ხარისხის სპექტრები, რომლებიც მთლიანად თავისუფალია სპექტრული ხაზებისაგან.

სპექტროგრამების ფოტომეტრიული გაზომვები ამჯერად ვაწარმოეთ ე. წ. „სწრაფ" მიკროფოტომეტრზე, რომელიც ბევრად უფრო მოხერხებულია სპექტრების ფოტომეტრირებისათვის ნიკონოვის სისტემის მიკროფოტომეტრთან შედარებით. „სწრაფ" მიკროფოტომეტრზე მუშაობისას განსაკუთრებული მნიშვნელობა აქვს ჭვრიტის სიგანის შერჩევის მოხერხებულ შესაძლებლობას. ამავე დროს, ფოტოელემენტის დიდი მგრძნობიარობისა და ელექტრონათურის ვარვარების სათანადო შერჩევით მიღწევადია მიკროფოტომეტრის დიდი გადახრა, რაც საშუალებას იძლევა გამოყენებული იქნეს ნებისმიერად ვიწრო ჭვრიტე. სპეციალურად მოწყობილი ფილტრების საშუალებით შესაძლებელია სინათლის შესუსტება ან გაძლიერება, და ამგვარად, მიკროფოტომეტრული გადახრა შეგვიძლია დავაყენოთ ნებისმიერ სიდიდეზე, ამოცანის შესაბამისად.

ჩვენი სამუშაოს განსახორციელებლად წინასწარ ჩატარებული იყო რიგი საცდელი გაზომვები ჭვრიტეს სიგანისა და სხვა საჭირო პირობების დასადგენად, რათა მიკროფოტომეტრზე გვეწარმოებინა მიზანშეწონილი გაზომვები მოცემული დისპერსიისა და კრიტერიუმის შესაბამისად.

ყველაზე უკეთესი შედეგები მოგვცა ჭვრიტემ, რომლის სიგანე ტოლია 0.5 მმ-ისა, ხოლო სიმაღლე 8 მმ-ია; რადგან მიკროფოტომეტრის გამადიდებლობა ტოლია 21-ის, ამიტომ ჭვრიტეს სიგანე ფირფიტაზე იძლევა 0.024 მმ-ის სიგანის განათებულ წრეს, რაც ჩვენი დისპერსიის შემთხვევაში (საშუალო დისპერსია ტოლია 130 Å) ამოჭრის 3.1 Å სიგანის სპექტრს. ჭვრიტეს სიმაღლე ფირფიტაზე ამოჭრის 0.4 მმ-ს, რაც შედარებით კარგად აკმაყოფილებს გაზომვის საჭირო პირობებს

რაც შეეხება ფოტომეტრიული გაზომვის წესს და პრინციპს „სწრაფ" მიკროფოტომეტრზე. ის ძირითადში თითქმის იგივეა, რაც ჩვენ მიერ პირველ ნაშრომში აღწერილი. მიკროფოტომეტრის დაწვრილებითი აღწერა მოცემულია რ. ბართაიას მიერ ზემოთ აღნიშნულ მის ნაშრომში [2].

წინასწარ დავადგინეთ გაზომვის ყველა მიზანშეწონილი პირობები. ამის შემდეგ მოვახდინეთ ყველა სტანდარტი ვარსკვლავის ხელახალი მიკროფოტომეტრიული გადაზომვა. მასალა დამუშავდა ყველა საჭირო პირობათა გათვალისწინებით.

სარედუქციო მრუდები ამჯერადაც აგებულ იქნა ორი სპექტრული ინტერვალისათვის, კერძოდ GO-დან $G9$-მდე და KO-დან $K9$-მდე. თითოეული ინტერვალისათვის ოთხი სარედუქციო მრუდი ავაგეთ ზემოთ აღნიშნული კრიტერიუმების მიხედვით, ე. ი. $\frac{N}{CN_1}$, $\frac{N}{CN_2}$ $\frac{N}{CN_3}$, $\frac{N}{N_1}$-სათვის.

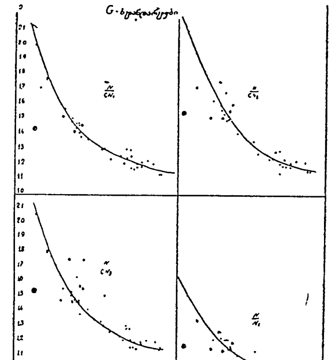
წინა ნაშრომში მივუთითებდით, რომ ციანის შთანთქმამ აღნიშნულ უბნებში არ გამოამჟღავნა რაიმე მნიშვნელოვანი დამოკიდებულება სპექტრულ კლასზე. მაინც გადავწყვიტეთ ერთხელ კიდევ შეგვემოწმებია ეს საკითხი. ამისათვის გამოვიყენეთ ფორმულა. $M_{Gi} = f_{G4}(I) + k(Gi - G4)$*.

*) ეს ფორმულა მითითებული იყო აკადემიკოს ვ. ამბარცუმიანის მიერ როგორც საშუალება ადრინდელ სპექტრულ კლასებში წყალბადის ხაზების ინტენსივობათა სპექტრულ კლასზე დამოკიდებულების ეფექტის გამორიცხვისა.

ეს ფორმულა საშუალებას იძლევა GO—$G9$ ქვეკლასთა სტანდარტი ვარსკვლავების გამოყენებით ავაგოთ სარედუქციო მრუდი $G4$—ქვეკლასისათვის, (ფორმულაში $K(Gi—G4)$ იძლევა შესწორებას სპექტრულ კლასზე), ხოლო შემდგომ ნებისმიერი Gi ქვეკლასის გამოსაკვლევი ვარსკვლავისათვის ამავე ფორმულისა და $G4$-ის შესაბამისი სარედუქციო მრუდის გამოყენებით მივიღოთ ისეთი მნიშვნელობა M-ისა, რომელსაც მოგვცემდა ამ ქვეკლასის შესაბამისი სარედუქციო მრუდი [2].

K—კოეფიციენტი შეირჩევა ხოლმე ისეთნაირად. რომ $G4$-ის შესაბამისი სარედუქციო მრუდი იძლეოდეს წერტილების მინიმალურ გაბნევას

ჩვენს შემთხვევაში სარედუქციო მრუდები შემოწმებული იქნა K-ს რიგი მნიშვნელობებისათვის არც ერთ შემთხვევაში არ აღმოჩნდა რაიმე შესამჩნევი გაუმჯობესება სარედუქციო მრუდებზე წერტილების გაბნევის თვალსაზრისით. ასეთივე შემოწმება ჩატარებული იქნა KO—$K9$ შუალედისათვის. აქაც იმავე მდგომარეობას ჰქონდა ადგილი. ამგვარად. მივედით იმ დასკვნამდე. რომ ჩვენი კრიტერიუმები, კერძოდ, ციანის შთანთქმა, არ უჩვენებს საგრძნობ დამოკიდე-



ნახ 1ა

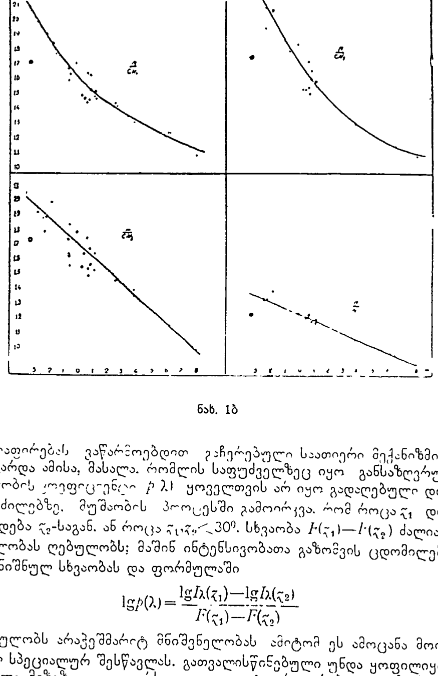
ბულებას სპექტრულ კლასზე აღებულ უბნებში. 1ა და 1ბ ნახაზებზე მოცემულია სარედუქციო მრუდები. აგებული GO—$G9$ და KO—$K9$ შუალედებისათვის. თუ შევადარებთ ამ უკანასკნელთ წინა ნაშრომში მიღებულ მრუდებს. აშკარად შევამჩნევთ, რომ წერტილების გაბნევა ნაკლებია, ხოლო მრუდის საერთო სახე და მსვლელობა მნიშვნელოვნად არ შეცვლილა. ეს ასეც იყო მოსალოდნელი; გაზომვის ტექნიკის გაუმჯობესების შედეგად უნდა მიგვეღო წერტილების ნაკლები გაბნევა, ხოლო კრიტერიუმის ხასიათზე მას არავითარი გავლენა არ უნდა მოეხდინა.

ფოტოგრაფიულ დაკვირვებათა ატმოსფეროს შერჩევით შთანთქმაზე რედუქციისათვის დიდი მნიშვნელობა აქვს გამჭვირვალობის კოეფიციენტის ზუსტ

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

განსაზღვრას დაკვირვების ადგილისათვის. ამიტომ ჩვენი ამოცანა გულისხმობდა გამჭვირვალობის კოეფიციენტის განსაზღვრასაც. წინა ნაშრომში დაწვრილებით იქნა გადმოცემული ამ განსაზღვრის მეთოდი და მიღებული შედეგები. ეს უკანასკნელი ვერ აღმოჩნდა დამაკმაყოფილებელი დაკვირვებითი მასალის დაბალი ხარისხის გამო. ინსტრუმენტის საათიერი მექანიზმის არათანაბარი სვლა ინსტრუმენტის სხვადასხვა მდებარეობაში არ გვაძლევდა ერთნაირი ექსპოზიციის დაცვის საშუალებას სხვადასხვა ზენიტურ მანძილზე გადაღებისას. ეს დაბრკოლება წინამდებარე სამუშაოში თავიდან აცილებულია მით, რომ ვარსკვლავთა



ნახ. 1ბ

ფოტოგრაფირებას ვაწარმოებდით გაჩერებული საათიერი მექანიზმის პირობებში. გარდა ამისა, მასალა, რომლის საფუძველზეც იყო განსაზღვრული გამჭვირვალობის კოეფიციენტი $p(\lambda)$ ყოველთვის არ იყო გადაღებული დიდ ზენიტურ მანძილებზე. მუშაობის პროცესში გამოირკვა, რომ როცა ζ_1 დიდად არ განსხვავდება ζ_2-საგან, ან როცა $\zeta_1, \zeta_2 < 30^0$, სხვაობა $F(\zeta_1)-F(\zeta_2)$ ძალიან მცირე მნიშვნელობას ღებულობს; მაშინ ინტენსივობათა გაზომვის ცდომილება აჭარბებს აღნიშნულ სხვაობას და ფორმულაში

$$\lg p(\lambda)=\frac{\lg I\lambda(\zeta_1)-\lg I\lambda(\zeta_2)}{F(\zeta_1)-F(\zeta_2)} \qquad (1)$$

$p(\lambda)$ ღებულობს არაჭეშმარიტ მნიშვნელობას ამიტომ ეს ამოცანა მოითხოვდა ხელახალ სპეციალურ შესწავლას. გათვალისწინებული უნდა ყოფილიყო ყველა აღნიშნული მიზეზი. ე. ი. ვარსკვლავთა ფოტოგრაფირება დიდ ზენიტურ მანძილებზე და ვარსკვლავის ორ მდებარეობათა შორის რაც შეიძლება დიდი შუალედით. გარდა ამისა, გადავწყვიტეთ ინტენსივობათა სხვაობის განსაზღვრა გვეწარმოებინა არა სპექტრულ ხაზებში, როგორც ეს პირველად იყო მოხდენილი, არამედ სპექტრის უწყვეტ უბნებში.

ვაწარმოეთ რა ფოტოგრაფირება გაჩერებული საათიერი მექანიზმის პირობებში, თითოეული გამოსახულებისათვის დავიცავით თანაბარი ექსპოზიცია, ხანგრძლიობით 5 წუთი. შუალედი ორ მომდევნო ფოტოგრაფირებას შორის უდრიდა 30—35 წუთს.

მიღებული იყო სამი ფოტოფირფიტა, თითოეულზე—რამდენიმე გამონასახით. ქვემოთ მოგვყავს სია მიღებული ფირფიტებისა არეების ცენტრით და გადაღების თარიღით (ცხრილი II).

სპექტროგრამების გაზომვა ვაწარმოეთ „სწრაფ" მიკროფოტომეტრზე. ფოტომეტრის ჭვრიტეს სიგანე უდრიდა 1 მმ-ს, ხოლო სიმაღლე 6 მმ-ს. გასაზომად შერჩეული იყო ადრინდელი ტიპის ვარსკვლავები.

ცხრილი II

№№	თარიღი	α	δ	გამონასახთა რაოდენობა
1	23·II·1949	3^h40^m	$+23^\circ\ 0'$	4
2	24 II·1949	4 25	+15 30	6
3	25·II·1949	23 9	+ 8 50	4

მიღებული მასალიდან შერჩეული იქნა 15 ვარსკვლავი, რომელთა გაზომვაც იყო მოსახერხებელი

მახასიათებელი მრუდების ასაგებად გაზომილ იქნა სათანადო სკალები შესაბამისი ტალღის სიგრძეებში

ინტენსივობა გაზომილი იყო 8 სხვადასხვა ტალღის სიგრძისათვის. სახელდობრ: λλ4760. 4585, 4415, 4270, 4140. 4030, 3925, 3826 Å. მიღებული ინტენსივობებიდან გამოთვლილი იყო ინტენსივობათა სხვაობა ზენიტური მანძილის სხვადასხვა მნიშვნელობისათვის. ეს სხვაობები შევიდნენ (1) ფორმულაში. საიდანაც განსაზღვრული იყო $p(\lambda)$. თითოეული ხაზისათვის მიღებული იყო საშუალოდ 90-დე განტოლება.

$$x-a=0,$$

სადაც
$$x=\lg p(\lambda), \quad a=\frac{\lg I\zeta_1-\lg I\zeta_2}{F(\zeta_1)-F(\zeta_2)}.$$

განტოლებათა ამოხსნის შედეგად განსაზღვრული იყო $P(\lambda)$-ს საშუალო მნიშვნელობა სპექტრის ცალკეული უბნისათვის, სათანადო ალბათი ცდომილებებით.

$p(4760)=0.810\pm0.010$; $p(4140)=0.782\pm0.012$;
$p(4585)=0.799\pm0.009$; $p(4030)=0.759\pm0.008$;
$p(4415)=0.785\pm0.009$; $p(3925)=0.735\pm0.009$;
$p(4270)=0.763\pm0.008$; $p(3825)=0.700\pm0.018$.

აბოტის მიერ ვილსონის მთაზე განსაზღვრული კოეფიციენტის მნიშვნელობანი, აღებული სათანადო მრუდებიდან*, ამ ტალღის სიგრძეებისათვის შემდეგია:

$p(4760)=0.830$; $p(4140)=0.750$;
$p(4585)=0.809$; $p(4030)=0.726$;
$p(4415)=0.789$; $p(3925)=0.702$;
$p(4270)=0.772$; $p(3825)=0.679$.

როგორც ვხედავთ, ჩვენ მიერ მიღებული მნიშვნელობები საკმარისად ახლოსაა აბოტის განსაზღვრებთან. ეს შედარება მოყვანილია იმიტომ, რომ ვილსონის მთა ზღვის დონიდან თითქმის იმავე სიმაღლეზეა, როგორც ყანობილის მთა.

* გამჭვირვალობის კოეფიციენტის მნიშვნელობები აღებულია აბოტის ცხრილიდან უბრალო ინტერპოლაციით

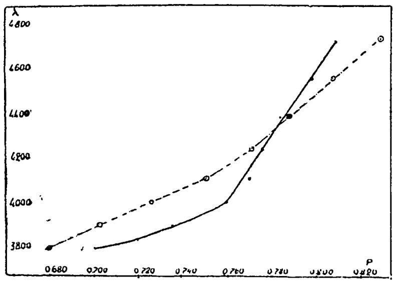
Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

ჩვენს შემთხვევაში p(4247) და p(4140) კოეფიციენტთან მნიშვნელობები საერთო მსვლელობის თვალსაზრისით ერთგვარ ეჭვს იწვევს. ეს დადასტურდა მრუდზედაც (ნახ. 2), რომელიც აკავშირებს ტალღის სიგრძეებს გამჭვირვალობის კოეფიციენტთან. აქ აღნიშნულ მნიშვნელობათა შესაბამისი წერტილები ამოვარდა მრუდის საერთო მსვლელობიდან*.

იმავე ნახაზზე მოცემულია შესაბამისი ტალღის სიგრძეებისათვის აბოტის განსაზღვრათა მნიშვნელობების მიხედვით აგებული მრუდი (წყვეტილი ხაზი).

დავუბრუნდეთ ახლა ჩვენი სამუშაოს ძირითად საკითხს. როგორც ზემოთ გვქონდა აღნიშნული, ვარსკვლავთა აბსოლუტურ სიდიდეთა განსაზღვრები 1948—1952 წლებში მიღებულ დაკვირვებით მასალას ემყარებოდა. განსაზღვრები ვაწარმოეთ იმავე წესით, როგორც ეს წინა ნაშრომშია აღწერილი იმ განსხვავებით, რომ ფოტომეტრია მოვახდინეთ „სწრაფ" მიკროფოტომეტრზე, ამიტომ აქ ამაზე დაწვრილებით არ შევჩერდებით.



ნახ. 2

განსაზღვრები მოხდენილი იყო კაპტეინის 26 არეში, რომელთა სია მოცემულია I ცხრილში.

სპექტრულ ხაზთა განსაზღვრული ინტენსივობები მიყვანილი იყო ზენიტზე, რისთვისაც გამოყენებული იყო კარგად ცნობილი ფორმულა:

$$\frac{I_\lambda(z)}{I_\lambda(0)} = p_\lambda^{F(z)} \qquad (2)$$

სადაც $I_\lambda(z)$ სპექტრული ხაზის დაკვირვებით ინტენსივობაა Z ზენიტურ მანძილზე, ხოლო $I_\lambda(0)$ — ინტენსივობა ზენიტზე. $F(z)$ ბემპორადის ფუნქციაა, რომელიც აიღება ცხრილიდან, ხოლო გამჭვირვალობის კოეფიციენტისათვის $p(\lambda)$ აღებული იყო ჩვენ მიერ მიღებული მნიშვნელობები.

გამოთვლებმა უჩვენა, რომ გამოყენებული სპექტრული ხაზებისათვის შერჩევითი შთანთქმის გათვალისწინება საჭირო იყო 40°-ზე მეტი ზენიტური მანძილებისათვის. უფრო მცირე ზენიტურ მანძილებზე შერჩევითი შთანთქმა ჩვენს ხაზთა ინტენსივობების ფარდობაზე არ ახდენს მნიშვნელოვან გავლენას

* როგორც მ. დოლიძემ გამოარკვია, წერტილების ამგვარი ამოვარდნა უნდა მიეწეროს რეალურად არსებულ ერთგვარ მინიმუმს გამჭვირვალობის ტალღის სიგრძეზე დამოკიდებულების გამომხატველ მრუდში (იხ. ამავე ბიულეტენში მოთავსებული ნაშრომი მ. დოლიძისა).
რედაქტორის შენიშვნა.

ფოტოფირფიტის ფონის გამორიცხვა, რასაც ვახდენდით პირველ განსაზღვრებში, ამჯერად არ გვიწარმოებია. მიზეზი ამისა იყო შემდეგი: ფონის გამორიცხვისათვის ფოტოფირფიტის საერთო ფონად აღებული იყო ფირფიტის გაუნათებელი ნაწილი, რომლის მიმართ ვსაზღვრავდით როგორც სპექტრულ ხაზის ინტენსივობას, ისე ფოტოფირფიტის ფონს ვარსკვლავის სპექტრის მახლობლად. შემდგომ, ხაზის ინტენსივობას ვაკლებდით ფონის ინტენსივობას, ე. ი. ხაზის ინტენსივობიდან ვრიცხავდით ამ დამატებით ინტენსივობას. ამ მიზნით, ყოველი ვარსკვლავის სპექტრული ხაზების ინტენსივობათა ფოტომეტრიული გაზომვის დროს, მაშინვე ვიღებდით ანათვალს როგორც მის მახლობელ ფონზე, ისე ფირფიტის გაუნათებელ ადგილზე. ეს ერთგვარ უხერხულობას ჰქმნიდა „სწრაფ" მიკროფოტომეტრზე ზომვის დროს. მიუხედავად იმისა, რომ მიკროფოტომეტრს აქვს შესაძლებლობა ის მაგიდა, რომელზედაც იდება ფოტოფირფიტა გაზომვისას, ფოკუსური სიბრტყის მიმართ მოვიყვანოთ პარალელურ მდგომარეობაში, ძნელია დავამყაროთ იდეალური პარალელობა. ყოველი ცალკეული ვარსკვლავის სპექტრისათვის საჭირო ხდება ხელახალი დაფოკუსება. ფოტოფირფიტის გაუნათებელ ადგილზე, ე. ი. ფირფიტის კიდეზე გადაყვანის შემდეგ ფოკუსი მოითხოვს შესწორებას. ეს არ არის სასურველი, ვინაიდან ირღვევა შესადარებელ ინტენსივობათა გაზომვის ერთგვაროვანი პირობები. ამ უხერხულობის გამო გადავწყვიტეთ ფონი არ გამოგვერიცხა. მეორე მხრივ ხანგრძლივი ექსპოზიციით მიღებულ ფოტოფირფიტებზე ფონი საგრძნობლად განსხვავდება სტანდარტ ვარსკვლავთა მცირე ექსპოზიციის ფოტოფირფიტის ფონისაგან. ეს თავისებურ უარყოფით გავლენას ახდენს გაზომვებზე. მოსალოდნელია, რომ განსაზღვრათა მთელი სისტემა გადაადგილებული აღმოჩნდეს ჭეშმარიტ მნიშვნელობებისაგან. აქ გვრჩება ერთი შესაძლებლობა, გამორკვეულ იქნეს ამ გადანაცვლების სიდიდე და მიმართულება, ე. ი. ზუსტად იქნეს დადგენილი განსაზღვრათა სისტემის ნულპუნქტი. ამაზე ქვემოთ გვექნება ლაპარაკი*.

განვსაზღვრეთ რა საძიებელი ვარსკვლავების ხაზთა ინტენსივობების ფარდობანი, სარედუქციო მრუდებიდან შედგენილი სათანადო ცხრილებით განვსაზღვრეთ ვარსკვლავთა აბსოლუტური სიდიდეებიც. თითოეული არესათვის გვქონდა 3—5 ნეგატივი. თითოეული ვარსკვლავისათვის ხაზთა ოთხი კრიტერიუმი გვაძლევდა აბსოლუტურ სიდიდეთა 20-მდე განსაზღვრას. იშვიათ შემთხვევაში გვაქვს 4 განსაზღვრა. ვარსკვლავთ აბსოლუტური სიდიდეების საბოლოო მნიშვნელობანი გამოთვლილი იყო როგორც საშუალო არითმეტიკული, აღებული თითოეულის ყველა განსაზღვრათა მნიშვნელობებისაგან.

ამგვარად, კაპტეინის 26 არეში განსაზღვრულია *G* და *K* სპექტრული ტიპის 381 ვარსკვლავის აბსოლუტურ სიდიდეთა მნიშვნელობანი.

ვარსკვლავთ ამ რიცხვს დაემატა 44 ვარსკვლავი. ეს ის ვარსკვლავებია, რომლებიც გამოყენებულია სტანდარტ ვარსკვლავებად სარედუქციო მრუდების აგებისათვის. ამ ვარსკვლავებისათვის ცნობილი იყო როგორც ტრიგონომეტრიული, ისე სპექტრული აბსოლუტური სიდიდეები, განსაზღვრული სხვა ავტორების მიერ. ჩვენს კატალოგში ვიძლევით ამ ვარსკვლავთ აბსოლუტური სიდიდეების ჩვენს განსაზღვრებს.

ამგვარად წარმოდგენილია *G* და *K* ტიპის 425 ვარსკვლავის აბსოლუტურ სიდიდეთა კატალოგი. აქედან 233 *G* ტიპს მიეკუთვნება, ხოლო 192 *K* ტიპის ვარსკვლავებია. კატალოგი წარმოდგენილია წერილის ბოლოში ცხრილი IV-ის სახით. პირველი სვეტი ცხრილში შეიცავს რიგით ნომერს, მეორე სვეტში მოცემულია კაპტეინის არეს ნომრები, მესამე სვეტში—ვარსკვლავთ ნომრები ბერ-

* როგორც რ. ბართაიამ გამოარკვია, აქ განსაზღვრებში შეგვიძლია არ მივმართოთ ფონის გამორიცხვას, რამდენადაც საქმე გვაქვს შეფარდებით სპექტროფოტომეტრიასთან. როგორც შემოწმებული იყო, ფონი არ ახდენს გავლენას სპექტრულ ხაზთა ფარდობაზე, მეტადრე რაკი შესადარებელი ხაზები მოცემულ განსაზღვრებში ერთი მეორესთან ახლო არიან (აბასთ. ასტროფიზ. ობს. ბიულეტ., №15, 1953).
რედაქტორის შენიშვნა.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

გედორფის კატალოგიდან. მეოთხე სვეტში ვიძლევით ვარსკვლავთ ნომერს ჰენრი დრეპერის კატალოგიდან, მეხუთე და მეექვსე სვეტში მოცემულია ვარსკვლავთ კოორდინატები 1950 წლისათვის, რომელთა გამოთვლისათვის ვისარგებლეთ HD-ს 1900 წლის კოორდინატებით და პეტერსის პრეცესიის ცხრილით. ფოტოგრაფიული სიდიდეები და ვარსკვლავთ სპექტრული კლასები მეშვიდე და მერვე სვეტში აგრეთვე მოცემულია ბერგედორფის კატალოგიდან. ხოლო ვიზუალური სიდიდეები მერვე სვეტში აღებულია დრეპერის კატალოგიდან უკანასკნელი სამი სვეტი შეიცავს ვარსკვლავთ აბსოლუტური სიდიდეების ჩვენს განსაზღვრებს. ალბათ ცდომილებებს და განსაზღვრათა რიცხვს. სადაც ფრჩხილებში მოთავსებული სიდიდე უკანასკნელ სვეტში წარმოადგენს განსაზღვრებისათვის გამოყენებულ ფირფიტების ანუ სპექტროგრამების რაოდენობას.

ის ვარსკვლავები, რომლებსაც ბერგედორფის კატალოგი არ შეიცავს და აღებულია კაპტეინის არეების გარეუბნებში. კატალოგში შედიან ბერგედორფის ნომრის გარეშე, თუმცა კაპტეინის არეს ნომრები მივუწერეთ. რომ ვიცოდეთ რომელი არეს მახლობლად ვიპოვეთ ეს დამატებითი ვარსკვლავები, რომელთა აბსოლუტური სიდიდეების განსაზღვრაც მოვახერხეთ. ამ დამატებით ვარსკვლავებისათვის ფოტოგრაფიული სიდიდეებიცა და სპექტრული კლასებიც ჰენრი დრეპერის კატალოგიდანაა აღებული. სათანადო სვეტებში ეს სიდიდეები რაიმე განმასხვავებელი ნიშნით არაა მოცემული, მაგრამ მათი გამორჩევა ადვილია მით. რომ ასეთ ვარსკვლავებს კატალოგში არ აქვთ ბერგედორფის ნომრები. კაპტეინის არეს იმ ვარსკვლავებისათვის, რომლებიც არ აღმოჩნდნენ ჰენრი დრეპერის კატალოგში, ყველა მონაცემები აღებულია ბერგედორფის კატალოგიდან.

კატალოგში შეტანილია აგრეთვე აბსოლუტურ სიდიდეთა ჩვენი განსაზღვრები იმ 44 ვარსკვლავისათვის, რომლებიც გამოყენებული გვქონდა როგორც სტანდარტი ვარსკვლავები სარედუქციო მრუდების ასაგებად. ეს სტანდარტი ვარსკვლავები მესამე სვეტში შეტანილია იმ სახელწოდებებით. როგორც მოცემულია წინა ნაშრომში სტანდარტი ვარსკვლავების სიებში. ფოტოგრაფიული და ვიზუალური სიდიდეები ამ ვარსკვლავებისათვის აღებულია დრეპერის კატალოგიდან, ხოლო რაც შეეხება სპექტრულ კლასებს, მიზანშეწონილად ჩავთვალეთ ამ ვარსკვლავებისათვის დაგვეტოვებინა კლასები მორგანისა და მისი თანამშრომლების ატლასის მიხედვით [3] (სპექტრული კლასები ვარსკვლავიანი ნიშნებით) და აგრეთვე ადამსისა და სხვა ავტორთა კატალოგიდან (სპექტრული კლასები ჩასმულია ფრჩხილებში), როგორც ეს სტანდარტ ვარსკვლავთა სიებში გვქონდა წარმოდგენილი.

იმ შემთხვევებში. როდესაც განსაზღვრა ეჭვს იწვევდა უმეტესად იმის გამო, რომ განსაზღვრათა რიცხვი 4-ს არ აღემატებოდა, კატალოგში აბსოლუტური სიდიდის საბოლოო მნიშვნელობა შეტანილია კითხვის ნიშნით. თუ რამდენიმე განსაზღვრიდან აღებული აბსოლუტურ სიდიდეთა მნიშვნელობები ძალიან განსხვავდებოდნენ ერთმანეთისაგან ან სხვა რაიმე ეჭვს იწვევდნენ, საბოლოო მნიშვნელობებს კატალოგში მიეწერებოდა ორი კითხვის ნიშანი.

ყოველ განსაზღვრას კატალოგში მიწერილი აქვს საშუალო არითმეტიკულის საშუალო ალბათი ცდომილება, გამოთვლილი ფორმულით:

$$\rho = \pm 0.674 \sqrt{\frac{|rr|}{n(n-1)}}.$$

ცალკეულ განსაზღვრათა ალბათი ცდომილების საფუძველზე გამოთვლილია კატალოგური საშუალო ალბათი ცდომილება. 425 ვარსკვლავის 4880 განსაზღვრიდან კატალოგური საშუალო ალბათი ცდომილება აღმოჩნდა:

$$\rho = \pm 0.''197.$$

წინა განსაზღვრებში 120 ვარსკვლავისათვის ეს ცდომილება ტოლი იყო $\pm 0.''3_1$. ე. ი. ახალ განსაზღვრებში ცდომილება რამდენადმე შემცირდა, რაც მიუთითებს მეთოდის გაუმჯობესებაზე და განსაზღვრათა სიზუსტის გაზრდაზე.

G კლასის 233 ვარსკვლავისათვის კატალოგური ცდომილება აბსოლუტური სიდიდეების განსაზღვრაში ტოლია $\pm 0.''183$, K კლასის 192 ვარსკვლავისათვის კი იგი ტოლი აღმოჩნდა $\pm 0.''214$.

როგორც წინა ნაშრომში იყო შენიშნული, ცდომილება აბსოლუტურ სიდიდეთა განსაზღვრაში K სპექტრული კლასისათვის მეტია, ვიდრე G კლასისათვის. წინა განსაზღვრებშიც იყო შემჩნეული, რომ ციანის შთანთქმის ეფექტი უფრო მგრძნობიარეა G კლასისათვის. საჭიროა აღინიშნოს აგრეთვე ის გარემოება, რომ K ვარსკვლავებში, განსაკუთრებით გვიანდელ ქვედანაყოფებში ($K5$—$K9$) სპექტრული ხაზი $\lambda 4226$ თვალსაჩინოდ ძლიერდება. უკანასკნელი ჩვენს შესადარებელ უწყვეტ უბანს $\lambda 4215$—$\lambda 4226$ Å ესაზღვრება და გავლენას ახდენს მის ინტენსივობაზე. ეს აშკარად იგრძნობა $K5$—$K9$ კლასების ვარსკვლავთ სპექტრების ფოტომეტრირებისას. გაზომვებმა უჩვენა, რომ ამ ხაზის გაძლიერებისას მცირდება აღნიშნული უბნის უწყვეტი სპექტრის ინტენსივობა, ე. ი. მცირდება ფარდობა $\frac{N}{CN}$, რაც ჩვენს განსაზღვრებში გვაძლევს ვარსკვლავთა აბსოლუტურად შესუსტებას. ამიტომ ვფიქრობთ, რომ დაწყებული $K5$-დან აბსოლუტურ სიდიდეთა განსაზღვრაში K სპექტრული კლასისათვის მეტია, ვიდრე G კლასისათვის. ვარსკვლავები აბსოლუტურად უფრო მკრთალი მივიღეთ, ვიდრე ჭეშმარიტად არიან.

აქვე უნდა აღვნიშნოთ. რომ კინენმა [5] დეტალურად შეისწავლა აბსოლუტურ სიდიდეთა ციანის შთანთქმის ეფექტი ვარსკვლავთ სპექტრებში. მიღებული შედეგების საფუძველზე ავტორი მივიდა იმ დასკვნამდე, რომ აბსოლუტურ სიდიდეთა ციანის შთანთქმის ეფექტი ყველგან ერთნაირი როდია G და K სპექტრულ კლასებში. დაწყებული $G4$-დან, $K1$ სპექტრულ ქვეკლასამდე ჩათვლით, ეს შთანთქმა საუკეთესო კრიტერიუმს წარმოადგენს ვარსკვლავთ აბსოლუტური სიდიდის განსაზღვრისათვის. მცირე დისპერსიის სპექტრებში იგი საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ აბსოლუტური სიდიდეები ისეთივე სიზუსტით, როგორც სპექტრულ ხაზთა ფარდობებით დიდი დისპერსიის სპექტრებში. $G4$-ზე უფრო ადრინდელი ქვეკლასებისა და $K1$-ზე გვიანდელი ქვეკლასებისათვის ციანის ეფექტი ნაკლებად მგრძნობიარეა ჯუჯა ვარსკვლავების ზეგიგანტებისაგან გამოყოფისათვის.

ეს დასკვნა მიღებულია ავტორის მიერ საკმარისად დიდი მასალის დამუშავების, კერძოდ, G და K სპექტრული ტიპის 100 ვარსკვლავთ სპექტრების ანალიზის საფუძველზე. ამიტომ საჭიროა ანგარიში გაეწიოს აღნიშნულ ფაქტს. მაგრამ ისიც უნდა აღვნიშნოთ, რომ ავტორი იხილავს ციანის შთანთქმის ორი ზოლის საერთო ინტენსივობას, რომელთაგან ერთი წარმოადგენს ჩვენ მიერ გამოყენებული ციანის შთანთქმის უბანს სათავით $\lambda 4215$, ხოლო მეორე აღებულია იისფერ უბანში $\lambda 3882$-თან პრაქტიკულად, ჩვენს აღნიშნულ უბანში შერჩეული სამი მკვეთრად შესამჩნევი ზოლების ინტესივობათა ფარდობამ $\lambda 4215$— $\lambda 4226$ უწყვეტი უბნის ინტენსივობასთან საკმარისად კარგად გამოხატული ეფექტი მოგვცა ვარსკვლავთ აბსოლუტური სიდიდეებისა სპექტრული კლასების $G0$—$G9$ და $K0$—$K9$ უბნებისათვის, რაც სარედუქციო მრუდებზეც აშკარად ჩანს. ამიტომ ჩვენს შემთხვევაში სპექტრული კლასების საზღვრები შეიძლება ცოტათი გავადიდოთ იმათთან შედარებით, რაც ეს კინენს აქვს მოცემული.

ჩვენი სისტემის ნულ-პუნქტის შემოწმებისათვის გვქონდა მხოლოდ ერთი შესაძლებლობა—შეგვედარებინა ჩვენი მონაცემები ტრიგონომეტრიულ მონაცემებთან ან სპექტრულ აბსოლუტურ სიდიდეებთან, რომლებიც განსაზღვრულია სხვა ავტორების მიერ. III ცხრილში მოცემულია სია იმ ვარსკვლავებისა, რომელთაც აღმოაჩნდათ ტრიგონომეტრიული აბსოლუტური სიდიდეები, ან რომლებიც საერთო ვარსკვლავებია ჩვენსა და ადამსისა და მისი თანამშრომლების სპექტრულ აბსოლუტურ სიდიდეთა კატალოგში [4]. ცხრილში წარმოდგენილია 109 ვარსკვლავი, რომელთათვისაც ვიძლევით აბსოლუტურ სიდიდეთა როგორც

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

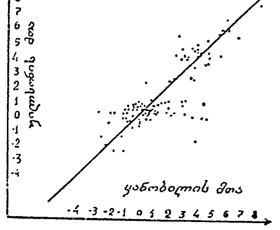
Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

ჩვენს განსაზღვრებს. ისევე განსაზღვრებს ზემოთ აღნიშნული კატალოგიდან. იმავე სიაში 54 ვარსკვლავისათვის ცნობილია აგრეთვე ტრიგონომეტრიული პარალაქსი [6].

ცხრილი III

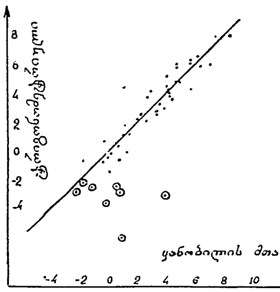
№№	HD	Sp	$M_{Kanobili}$	M_{Wilson}	$M_{Trigon.}$	№№	HD	Sp	$M_{Kanobili}$	M_{Wilson}	$M_{Trigon.}$
1	2313	K9g::	0·5	—0·1		57	141004	G2	4·0	4·1	4·3
2	2910	Ko	0·3	0·8		58	150997	G5	1·8	1·0	2·2
3	3346	K3g::	0·0	—0·2	—0·7	59	156283	K3	—0·5	—0·1	—0·7
4	3546	G3	2·4	2·6	2·0	60	159181	cG2	3·8	—1·7	—3·1
5	3627	K3	—0·5	0·5	0·7	61	161797	G5	2·5	4·2	3·7
6	3651	K1	5·7	5·9	6·2	62	162211	K1	1·1	0·4	
7	3690	G7	—0·3	0·8	—0·5	63	162555	Ko	0·2	0·6	
8	3989	K5g	1·2?	0·4		64	163770	K1	—2·7	—1·3	
9	4406	G3g:	2·9	4·0		65	164595	G3d	3·0	4·7	
10	6582	G5	6·8	5·4	5·9	66	164755	G8g	—0·5	0 7	
11	8126	Ko	—2·9	0·3		67	165341	Ko	6·1	5·9	5·8
12	9269	G8g:	0·9	1·0		68	173399	Go	3·7?	2·5	
13	10015	G7g	0·9	5·0	4·4	69	175466	K2	4·6	—0·1	
14	10126	G5	3·9	4·6	5·1	70	176377	Go	4·4		4·7
15	15176	G8g	—0·8	0·8		71	176411	K2	0·9	0·5	1·1
16	15788	G8d::	—1·1	0·3		72	176670	K5	—0·9	—0·3	
17	16042	G8g··	0·4	2·4		73	177808	K5g::	3·1?	0·2	2·5
18	16090	Go	3·8	3·4		74	177809	K8g:	—1·2	—0·2	
19	16397	Go	4·8??	4·1	4·7	75	178003	K8g::	—0·6	—0·3	
20	17647	G5d	4·0	5·0	3·7	76	178091	G3d::p	4·7	4·3	
21	20644	K5	—1·1	—0·3		77	178450	G5d::	3·6	4 7	
22	20825	Ko	—1·8	0·3		78	180711	G8	0·5	0 4	0·4
23	21110	K3d	0·8	—0·1		79	185144	Ko	5·5	5·6	6·1
24	27971	Kog:	0·1	0·9		80	185351	G5	2·1?	2 4	
25	29235	Ko	4·3	0·9		81	188119	G3	0·8	0·9	—6·0
26	29587	Go	3·9	4·5	4·4	82	188512	G8	3·3	4·0	3·3
27	30649	Gog::	4·6	3·6	6·0	83	188947	Ko	1·2	0·3	1·1
28	37937	G5d··	1·5	1·0		84	190360	G8d	3·8	4·6	4·0
29	43624	Ko	—0·4?	0·7		85	190403	G8d:.	0·0	—0·5	
30	45336	K2g	4·4??	0·0		86	198149	Ko	3·6	2·6	2·8
31	46780	Go	5·5?	4·2	4·2	87	199098	G8	—0·9	—0·1	
32	47174	G5	0·4	0·4	—2·5	88	199169	K5	—0·4?	0·0	—3·3
33	47335	G5g:	—0·5	0·8		89	199870	G7	1·0	0·8	
34	47914	K5g::	—1·0	0·5		90	200510	K2	—2·1	—0·4	
35	48270	G5g:	—0·9	0·3		91	200577	G8	0·4	0·2	
36	48329	G8	—2·3	—2·1	—2·3	92	200631	Kod:	3·0	0·8	
37	48410	God:	4·2	4·4	3·5	93	200905	K5	—2·4	—2·0	—2 8
38	48682	G1d:	3·2	4·0	4·4	94	201091	K5	8·3	7·7	8·0
39	49520	Ko	2·4	0·2		95	202109	G8	—0·1	—0·6	0·0
40	58683	Ko	4·0		3·8	96	206330	K5	—1·9?	0·3	—2·2
41	59148	Ko	—0·1?	0·5	1·1	97	206778	K3	—1·0	—2·3	
42	60318	Ko	0·2?	0·2		98	206859	G5	—1·2	—1·3	—2·5
43	60522	K5	3·6??	0·0	—0·2	99	207908	K2	1 9	0·3	
44	67228	G2	3·1	4·1	2·6	100	210060	G5g	—0·9	0·5	
45	71093	K2d::	—0·3	0·6		101	210354	Ko	3·0	1·0	
46	71369	G5	0·7	0·5	—3·0	102	210745	K1	—1·8	—2·3	—0·6
47	72146	G8d::	2·0	1·1		103	215665	G6	1 0	0·3	1·8
48	73192	Ko	2·2	0·1		104	216131	G8	1·3	0·9	1·1
49	73508	Ko	2·0	0·6		105	218199	G8g::	0·8	1·0	
50	93013	Kod::	3·2?	1·1		106	218454	K5g::	0·5?	0·3	
51	96833	K2	—0·2	0·5		107	219134	K3	6·0	6 6	6·5
52	98839	G7	0·6	0·1		108	220369	K5g::	—0·5	—0·7	
53	101501	G8	4·6	5·2	5·7	109	221354	G5d	2·7	5·6	4·0
54	109379	G5	—0·1	0·0	0·0	110	221639	Kod	2·2	2·4	
55	131873	K5	0·6	—0·5	—0·6	111	221670	G8d	0·1	0·7	
56	133208	G8	0·4	0·3	0·5	112	222404	K1	2·0	2·1	2·5

გამოთვლილი იყო 109 ვარსკვლავისათვის საშუალო გადახრა $M_{Wil}—M_K$ (მთა ვილსონის მნიშვნელობა მინუს მთა ყანობილის მნიშვნელობა), რამაც მოგვცა ±1."06 იმავე სხვაობისათვის სისტემატური გადახრა მივიღეთ —0."03-ის ტოლი. ეს შედარება წარმოდგენილია აგრეთვე მე-3 ნახაზზე, სადაც აბსცისთა ღერძზე გადაზომილია ჩვენი სიდიდეები, ხოლო ორდინატთა ღერძზე ვილსონის მთაზე განსაზღვრული სიდიდეები. თანხმობა ამ განსაზღვრებს შორის უკეთესია ზეგიგანტებისა და ჯუჯა ვარსკვლავებისათვის. ნორმალური გიგანტებისათვის (აბსოლუტური სიდიდეები 0-ის მახლობლად) გაბნევა შედარებით მეტია. თუმცა დიდი ნაწილი ვარსკვლავებისა კარგ თანხმობას გვიჩვენებს.



ნახ. 3

ტრიგონომეტრიულ აბსოლუტურ სიდიდეებთან შედარება 54 ვარსკვლავისათვის გვაძლევს მნიშვნელობას საშუალო გადახრისათვის $M_{tr}—M_K=\pm1."08$, ხოლო სისტემატური გადახრა ეტოლება —0."29-ს წარმოვადგენთ რა ამ შედარებას ნახაზზე, სადაც აბსცისთა ღერძზე აქაც გადაზომილია აბსოლუტურ სიდიდეთა ჩვენი განსაზღვრები (ნახ. 4), ხოლო ორდინატთა ღერძზე ტრიგონომეტრიული აბსოლუტური სიდიდეები, ვნახავთ, რომ თანხმობა ერთნაირად კარგია



ნახ. 4

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

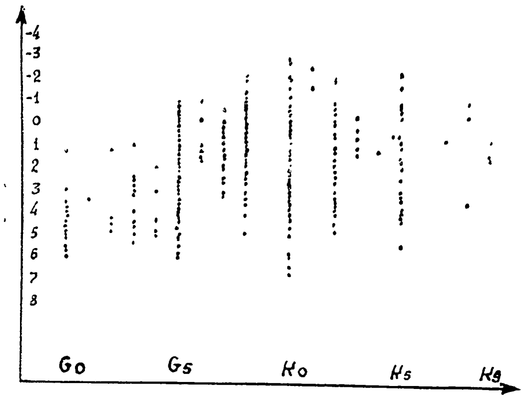
თითქმის მთელ უბანზე, თუ გავითვალისწინებთ, რომ წრეებში ჩასმული წერტილები შეესაბამება იმ ვარსკვლავებს, რომელთა ტრიგონომეტრიული პარალაქსები ძალიან საეჭვოდ არიან განსაზღვრული; სახელდობრ, მათი მნიშვნელობები არ აღემატება 0.″005.

ამ შემთხვევაში განსაკუთრებული გაბნევა ნულის მახლობლობაში არ შეიმჩნევა. როგორც ეს წინა ნახაზზე იყო აღნიშნული.

თუ გავითვალისწინებთ აგრეთვე იმ ვარსკვლავებს, რომელთა ტრიგონომეტრიული პარალაქსები ეჭვს იწვევენ (არა უმეტესი 0.″005), საშუალო და სისტემატური გადახრა ჩვენი მონაცემებისა ტრიგონომეტრიულიდან საგრძნობლად შემცირდება, სახელდობრ, გვექნება მნიშვნელობები: ±0.″65 და —0.″17, შესაბამისად.

ჩვენი განსაზღვრები შევადარეთ აგრეთვე პ. პარენაგოს [7] მიერ შედგენილი კატალოგიდან ამოღებულ სპექტრულ და ტრიგონომეტრიულ აბსოლუტურ სიდიდეებს. შედეგები დაახლოებით ისეთივეა, როგორც ეს მე-3 და მე-4 ნახაზებზეა ნაჩვენები. ეს იმიტომ, რომ აღნიშნული კატალოგი ძირითადში ეყრდნობა მასალებს იმავე კატალოგებიდან, რომლებთანაც ჩვენ მოვახდინეთ შედარება. ამის გამო სათანადო ნახაზები აქ არ მოგვყავს.

აბსოლუტურ სიდიდეთა ჩვენი განსაზღვრებით განხილული 425 ვარსკვლავისათვის აგებული იყო რესელის დიაგრამა (ნახ. 5).



ნახ. 5

როგორც დიაგრამიდან ჩანს, აბსოლუტურ სიდიდეთა დიდი უმრავლესობა თავმოყრილია —1 და +4 საზღვრებში. დაახლოებით ასეთივე განაწილება გვქონდა წინა განსაზღვრებში [1] 120 ვარსკვლავისათვის. თუმცა ახლა შედარებით უკეთესადაა გადაფარული ჯუჯა ვარსკვლავების უბანი, ალბათ,— ვარსკვლავთ სიმრავლის გამო.

ცხრილი IV

№№	КА	№№ Brgd	№№ HD	α_{1950}	δ_{1950}	m_{ph}	m_{ris}	Sp	M_{ris}	π	n
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
				h m		m	m		M		
1	44		1075	0 12·5	31°16′	7·79	6·61	K5	0·3?	±0.170	13(1)
2	44		1406	15·7	30 05	9·2	8·2	Ko	2·3	231	12 3
3	44		1605	17·8	30 41	8·20	7·64	Go	1·1	193	12 3
4	44		1632	18·1	32 37	7·15	5 97	K5	4·0	410	2 3
5	44	43		21·3	29 12	9·32		Go	2·8?	317	14 1
6	44	328	2084	22·6	29 49	9·20	8· 8	G5g:	1·7	114	2 3
7	44	1004	2233	23·7	31 58	9·33	8· 6	K2g	3·4	086	7 2
8	44	717	2313	24·5	30 53	9·03′	7·61	K9g::	0·5	253	18 2
9	44	721	2343	24·8	30 37	9·15′	8·41	G7g	0·5	148	12 3
10	44	128+	2552	26·7	28 32	8·85	7· 8	K5d:	2·2	245	12 3
11	44		2591	27·1	32 43	8·55	7·77	G5	1·9	213	12 3
12	44	148	2732	28·3	29 17	9·13	8· 6	G8g:	2·2	156	2 3
13	44		2746	28·5	32 26	9· 6	8· 8	G5	1·4	166	17 2
14		52Psc*	2910	29·9	20 01	6 31	5·53	(Ko)	0·3	126	2 1
15	44	194+	3028	31·1	28 35	9·33	9· 0	Kog:	1·8	300	18 2
16	44	587	3333	33·8	29 34	8·95	8· 6	G8g	1·7	170	12 3
17	20	17	3346	34·0	44 13	7·19′	5·44	K3g::	0·0	303	3 4
18	20	40+		35·7	43 45	8· 6		G8g:	3·4?	159	14 1
19	20	1864	3531	35·9	46 41	7·40	6·84	G5g	0·9	144	16 4
20		εAnd	3546	35·9	29 02	5·30	4·52	G(3)	2·4	259	6 2
21		δAnd	3627	36·6	30 35	4·56	3·49	K3*	—0·5	112	8 2
22		54Psc	3651	36·8	20 59	7·08	6·08	(K)1	5·7	143	8 2
23		55Psc	3690	37·2	21 10	6·57	5·57	(G7)	—0·3	073	18 2
24	20	451	3838	38·6	44 32	8·59′	8· 0	G5g	1 2	103	12 3
25	20		3934	39·5	43 39	8·60	7·60	Ko	2·4	143	6 4
26	20	1230	3989	40·1	45 37	8·76′	7·37	K5g	1·2?	302	4 1
27	20	1329	4244	42 6	46 01	9·17′	7· 8	Kog	3·8	347	10 3
28	20	138	4371	43·7	44 01	8·49	7·95	G7g	0·1	215	12 3
29	20	2157	4385	43·9	46 38	7·88	7·35	G6g	—1·2	105	16 4
30	20	1390	4406	44·1	46 05	8·02	7·60	G3g:	2·9	183	16 4
31	20	177	4668	46·4	43 54	8·35	7· 7	G5g	2·9	265	10 3
32	20	1526	4695	46 7	46 14	7·95	7·30	G7g	0·4	207	12 3
33	20	187+	4712	46·9	43 48	8· 6	8·00	God:	4·9	230	9 3
34	20	2326	4843	48·2	46 27	8·73	7·85	G5g	0·4	203	12 3
35	20	2471	5279	52·3	46 37	8·76	7·75	G7g	1·8	084	8 2
36		μCas	6582	1 4·5	54 42	6·04	5·26	G5*	6·8	059	4 1
37	45		7724	14·7	31 30	7·86	6·86	Ko	0·6?	214	4 1
38	45		8126	18 3	28 29	6·60	5·60	Ko	—2·9	338	8 2
39	45		8230	19·4	31 27	8· 7	7· 7	Ko	1·5	178	16 4
40	45		8246	19·5	30 4	9· 6	8· 8	G5	0·5?	061	4 1
41	45	1106		21·8	31 46	8·97		G7g	0·7	102	16 4
42	45	17+	8541	22·1	28 36	9·11	8· 3	Kog	1·7	179	16 4
43	45	1128	8610	22·7	31 18	8·55	8· 2	Go	3·6	292	15 4
44	45	1177	8847	24·9	31 43	7·89′	6·86	G8g:	—1·6	118	16 4
45	45	812	9070	27·0	30 44	8·59′	8· 2	G3d	3·0	134	16 4
46	45	126	9224	28·5	29 09	7·78′	7·27	Go	3·3	260	15 4
47	45	875	9269	28·9	30 21	9·01′	8·41	G8g:	0·9	105	16 4
48	45	162	9446	30·5	29 00	8·93	8· 9	G3d:	2·6	162	16 4
49	45	189	9638	32·2	28 51	9·10	8· 3	G8g	0·3	201	12 3
50	45		9714	32·8	28 01	7·78	7·00	G5	—0·3	088	15 3
51	45	217	9844	33·8	29 07	9·40	8· 2	G8g	0·6?	183	4 1
52	45	1039	9966	35·1	30 32	8·75	8·26	G2	4·0	213	11 3
53	45	618	10015	35·5	29 19	9·40	8· 7	G7g	0·9	295	8 2
54	45	1413	10056	36·0	31 23	8·78	7· 9	G8g	0·5	088	16 4
55	45		10095	36·4	27 30	8·26	7·26	Ko	3·1	203	8 2
56	45		10126	36·7	27 51	8· 7	7· 9	G5	3·9	110	8 2
57	46		14373	2 17·1	29 59	7·60	6·60	Ko	—1·4	191	16 4
58	46		14608	19·4	30 07	8·76	7·76	Ko	0·1?	189	15 4
59	46		14874	21·8	30 26	8·94	8·16	G5	4·4	180	13 4
60	46		14875	21·8	29 00	8·10	7·10	Ko	—0·9	131	16 4

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
				h m		m	m		M		
61	46		14876	2 21·8	27°27'	9·1	8 1	Ko	2·5	±0.281	15 4
62	46		14948	22·4	32 11	8·57	7·50	K2	3·0	226	16 4
63	46		15026	23·1	30 41	8·81	7·81	Ko	0·9	141	16 4
64	46	940	15176	24·4	31 35	6·80§	5·80	G8g	—0·8	106	16 4
65	22		15365	26·5	45 47	7·55	6·77	G5	0·0	290	11 3
66	46	621	15377	26·3	30 39	8·78	7·76	Kod	1 4	181	16 4
67	22		15435	27·3	47 35	8·33	7·55	G5	0·9	230	11 3
68	22		15436	27·2	45 13	8·05	7·27	G5	—0·8:	112	4 1
69	22		15463	27·6	44 49	8·8	8·0	G5	—0·1:	140	4 1
70	46	1063	55704	29·4	31 53	8·41	7·68	G3	2·8	138	16 4
71	46	336	15788	30·1	29 44	8·30'	7·8	G8d	—1·1	082	16 4
72	46	743	15832	30·6	31 12	8·98	7·37	K2d	2·3	172	16 4
73	46	1103	15866	30·9	31 23	8·75'	7·96	G3d.	2·3·	185	12 3
74	46	749	15883	31·0	31 11	8·78	7·7	Kog	1 9	118	12 3
75	46		15896	31·1	32 14	8·56	7·56	Ko	2 5	132	13 3
76	46	768	16042	32·4	30 27	9·23'	8·51	G8g	0 4	108	8 2
77	46	779	16090	32·9	30 57	8·67'	7·9	Go	3·8	233	15 4
78	46	403	16099	33·3	29 39	9·12!	8·0	G8d.	—0·4	134	12 3
79	46	1166	16187	34·0	31 23	7·16§	6·16	G5d	—0·3	086	16 4
80	46	821	16397	35·9	30 38	7·94'	7·21	Go	4·8::	296	14 4
81	22	880	16463	36·9	44 39	8·84	8·2	G3g:	2·6	179	12 3
82	46	887	16761	39·1	30 44	7·65'	7·21	K2g	—1.2??	400	4 1
83	22	3691	17412	45·8	47 03	7·55'	6·72	Kog	—0·4	102	8 2
84	22	2761	17583	47·5	45 52	8·93	8·1	G5g	1·2	221	8 2
85	22	2814	17947	48·2	45 45	8·77	9·2	G5d	4 0	632	6 2
86	22	3846	17656	48·3	46 41	6·67'	5·97	G5g	1·3	108	16 4
87	22	1649	17689	48·5	44 40	7·69	6·72	G8g	—1·2	160	16 4
88	47		20277	3 13·9	32 00	7·05	6·05	Ko	3·4	247	13 3
89	47		20367	14 9	30 57	7·09	6·53	Go	4·2	290	11 3
90	47		20644	17·7	28 52	5·90	4·72	K5	—1 1	259	12 3
91	47	225	20726	18 2	30 06	9·22'	8·6	Kod	3 3	232	13 3
92	47	591	20812	19 2	31 14	8·55'	7·55	Kog	2·2·	223	8 2
93	47		20825	19·2	27 26	6 04	5·64	Ko	—1·8	211	7 2
94	47	466	20905	20·2	30 49	8 36	7·46	K9d	1·1	166	12 2
95	47	622	21110	22·3	31 34	8 79	7·49	K3d	0·8	226	12 3
96	47	65	21242	23·5	28 33	7 29§	6·51	G5d	2·3	088	12 3
97	47		21403	25·1	32 38	8 66	7·66	Ko	4 7	148	12 3
98	47	349	21820	30·0	29 22	8·66	8·5	G9d:	0·9	107	12 3
99	23	1715	22156	32·5	46 24	7·90	7·7	G8g	0·6	271	24 5
100	47	554	22179	32·4	31 03	9·20	9·1	G2	4 6??	540	3 1
101	23	378	22209	32 9	45 09	8·20	8·5	G3	0·0	259	20 4
102	47	565	22360	34·1	30 58	8·73	8·0	G7g·	1·3	135	8 2
103	23	435	22479	35·2	44 22	9·02	8·2	K1g	1·5:	259	23 5
104	23	450	22520	35·6	44 43	9·04'	8·9	G8d	3·3	280	19 4
105	23	1084	22679	37·1	45 51	7·86'	7·48	G5d.	2·3	295	24 5
106	23	496	22691	37·2	44 32	8·80'	7·8	Kog	1 6	251	24 5
107	23	517	22778	38·0	44 27	8·63	8·2	G8d.	1·3:	176	24 5
108	23		22846	38·5	43 22	8·7	7·9	G5	0·1	115	20 4
109	23		23026	40·1	43 02	8·9	7·8	K2	3·3	150	20 4
110	23	1245	23140	41·2	45 53	8·12'	8·4	Kod	3·8	276	20 5
111	23	2035	23426	43·5	46 28	8 53	7·8	K2d.	2 8	222	20 5
112	23	229	23653	45·2	43 31	8 88	8·4	G8g·	1·1	133	16 8
113	23	2234	24241	49·9	46 45	8 29	8·0	Kod	2·4	144	19 5
114	23	1663	24310	50·5	45 21	8·58	7·92	Kog	1·8	141	8 2
115	48		26766	4 12·4	29 48	8·26	7·26	Kd	1·2:	150	4 1
116	48		27259	16·7	30 47	9·0	7·8	K5	2.8??	647	4 1
117	48		27349	17·4	31 52	7·53	6·35	K5	3·6	204	16 4
118	48	967	27481	18·7	31 31	9·60	8·0	K3d	3 0??	466	4 1
119	48		27596	19·7	32 22	8·64	7·46	K5	1·3	267	12 3
120	48	1045+	27922	22·5	32 03	9·30'	8·4	G5pd·	4.8??	586	3 1
121	48	1053	27971	23·4	31 21	6·33§	5·33	Kog·	0·1	343	12 3
122	24		28416	27·4	44 30	8·12	7·12	Ko	3 0	171	16 4
123	48		28447	27·2	28 ·2	7 42	6 64	G5	4 7	368	10 3
124	48	838	28855	31·0	31 06	9 61'	8·4	G8g	—0·3·	304	4 1
125	24	426		33 7	44 43	4·46		Kog	—1 3	444	7 2
126	24	1029	29203	4 34·4	46°08'	7·76	7·12	G7g·	0·7	±0.086	16 4
127	24		29235	34·7	42 02	8·25	7·25	Ko	4·3	106	12 3
128	24		29297	35·1	42 09	8·01	7·01	Ko	1·6	140	12 3
129	24		29587	38·1	42 03	7·85	7·29	Go	3·9	279	9 3
130	24		29951	41·7	47 24	8·10	7·32	G5	2·6	113	16 4
131	24		30075	42·9	47 01	9·4	8·6	G5	0·4:	223	4 1
132	24	218	30410	45 9	43 28	8·33'	8·0	G7g..	2·9	194	16 4
133	24	927	30649	48·0	45 48	7·38!	7·12	Gog	4·6	286	6 3
134	24	937	30736	48·7	45 51	7·14'	6·69	G5g:	5·6	164	9 4
135	24	349	30854	49 7	43 45	8·73	8·4	G5d	5·2	314	8 3
136	25		35476	5 23·6	43 58	8·48	7·48	Ko	1 8	170	16 4
137	25		35573	24·2	44 08	8·9	7·8	K2	1·0	166	12 3
138	25		35585	24·3	44 53	8·72	7 72	Ko	2·0	242	12 3
139	25		35761	25·5	42 15	7·54	6·76	G5	2·7	177	16 4
140	25	19	36641	31·7	43 14	8·13'	7·34	G8g	0·4	063	16 4
141	25		36927	33·6	46 48	9·0	8·0	ko	2·4	164	12 3
142	25	57	36928	33·6	43 36	9·21	8·2	G8g·	1·5	116	16 4
143	25	504	36973	33·8	44 34	8·15'	7·34	G5g	0·4:	194	16 4
144	25		37184	35·2	41 49	8·05	6·87	K5	4·1	270	8 2
145	25	991	37199	35·4	45 23	8·56'	8·12	G5d	3·8	175	12 3
146	25	124	37338	36·5	43 18	8·43'	7·14	K5g :	0·8	173	16 4
147	25	198	37937	40·6	43 33	8 46	7·70	K5d.	1·5	197	16 4
148	25		38358	43·7	42 32	7·41	6·41	Ko	1 9	119	12 3
149	25	1380+	38449	44·5	46 42	8·1	7·10	G8g	—0·1	086	16 4
150	50		43621	6 15·2	27 13	7·72	6·72	Ko	—0·4:	189	4 1
151	50	11	44316	19·3	28 56	8 84	7·7	G8g	—0·5:	272	4 1
152	50	937		22·3	29 37	9 32		G5g	1·6:	117	4 1
153	50	1043	45207	24·3	29 41	8 49	8·0	G5d	4·7	317	10 3
154	50	1843	45237	24·3	30 42	8·33'	6·89	Kog	0·0	334	8 2
155	50	1067	45336	24·8	29 18	9·12'	7·6	K2g	4·4??	268	4 1
156	50	1338	46159	29·9	29 27	8·88	8·2	Kog	2 3:	138	4 1
157	50	573+	46277	30·6	28 02	8·86	7·8	G8g	—0·1	117	8 2
158	50	2795	46464	31·6	31 30	8·11§	7·11	G8g	0 9	138	12 3
159	26	79	46493	32·3	43 46	7·81'	7·10	G5g	0·2§	095	12 3
160	26	78	46494	32·3	43 49	9·18	8·8	G5g:	3·5	252	8 2
161	50	2820	46657	2·7	31 32	8·84	7·22	K8g	3·2	559	8 2
162	50		46780	34·4	27 20	7·45	6·89	Go	5·5·	271	4 1
163	50	2881	47101	35·1	31 16	9·13	8·1	G7g	2 4	219	8 2
164	26		47174	35·8	42 33	5·87	5·09	G5	0·4	086	12
165	26	916	47270	[illegible]	44 02	7·66'	6 51	G7g	—0·8	067	12
166	26	929	47335	36·6	44 23	7 77'	6 82	G5g	—0·5	095	12
167	26	1065	47914	39 1	44 36	6·79'	5 17	K5g	—1·0	202	12
168	26	1142	48270	41 1	44 35	7 88	6 80	G5g.	—0 9	117	12
169		εGem	48329	41 1	25 12	3·96	3·18	G8·	—2·3	027	20 2
170	26	1184	48410	41 7	44 19	7 88'	7 8	God	4·2	178	8 2
171	26	1227	48660	43 0	44 2[illegible]	8 91	8 0	G8g	0·1·	117	4 1
172	26	469	48682	43 1	43 39	5·94	5 34	G1d:	3·2	363	5 2
173	26	2178	49271	46 1	45 10	9 07	8·9	G4d	1 8	179	8 2
174	26	2730	49288	46 2	46 14	8 30	7·30	G8g	0·3	095	8 2
175	26		49520	47 3	41 53	6 04	5·04	Ko	2 4	249	11 3
176	26	2770+	49633	47 9	46 35	7·69'	7·30	Kog	1 9	223	8 2
177	26		50103	50·2	46 17	9·2	8·2	Ko	3 3	213	8 2
178	26		50384	51 5	45 51	7·48	6 48	Ko	2 4·	270	4 1
179	26		50763	53 2	46 49	7·03	6 03	Ko	1·6·	233	4 1
180	51		50629	7 16·2	29 16	9·0	8·0	Ko	2 1	232	8 2
181	51	8?8+	57382	19·2	30 23	9 00	8 1	G5	2 0·	105	1 1
182	51	849	57470	19 5	29 57	8 64	7 96	G8g	0 8	108	8 2
183	51		57791	20·9	27 54	9·0	7 9	K2	3 4	218	8 2
184	51	1442+	58382	23 5	31 41	8·31	7·15	G3	2 4	187	12 3
185	51		58683	24 8	27 24	9·1	8 1	Ko	4 0	238	8 2
186	51		58898	25·7	27 39	7 62	6 62	Ko	1 6	144	12 3
187	51	191+	59148	26·8	28 01	6·09	5 09	Ko	—0 1·	242	8 2
188	51	607	59268	27 3	29 18	8 45'	8·0	G8g	—0 5	364	8 2
189	51	1189	59047	30·4	30 45	8 58'	7 46	G5g··	1 0	224	12 3
190	51	290	60235	31 6	28 [illegible]	6 07	7 7	K2g	3 7	157	8 2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
				h m		m	m		M		
191	51	1653	60318	7 32·0	31°05'	6·34	5·34	Ko	0·2:	±0.315	12 3
192	51		60522	33·0	27 01	5·40	4·22	K5	3.6??	495	4 1
193		μCnc	67228	8 3·8	21 44	5·94	5·38	G2*	3·1	158	8 2
194	52	957	70627	21·0	31 30	8·53'	7·48	Kog	1·9	191	12 3
195	52	52	71008	23·1	28 49	8·45'	7· 8	Kog:	1·2	356	12 3
196	52	57+	71095	23·4	28 06	6·90§	5·83	K2d	—0·3	247	12 3
197		oUMa	71369	26·1	60 54	4·03	3·47	G5*	0·7	061	16 2
198	52	448	72146	29·3	29 30	8 02'	7·06	G8d·	2 0	144	12 3
199	52	534	72907	33·4	28 54	8·66	8· 1	G8d::	1·1	229	12 3
200	52	237	73080	34·4	28 30	7·14'	6·72	G5d	1·4	092	12 3
201	52		73159	35·0	32 26	8· 9	8· 1	G5	3·2	194	12 3
202	52		73192	35·1	33 00	7·09	6·09	Ko	2·2	195	12 3
203	52	1235	73279	35·6	30 54	8·67	7·65	K2g.	0·3	210	12 3
204	52		73427	36·4	32 43	8·05	6·87	K5	3·0	152	12 3
205	52		73508	37·0	32 56	7·87	6·87	Ko	2·0	213	12 3
206	52	1269	73572	37·1	31 13	9·45	8· 1	G7g	2·2	177	12 3
207	30	467	91603	10 32·5	45 55	7·92'	7·23	Kog:	0·9	184	11 3
208	30		91840	34·2	46 49	8· 8	7· 8	Ko	2·1	117	12 3
209	30	368	93013	42 4	45 15	8·94'	8· 1	Kod:	3·2:	238	4 1
210	30	68	93271	44·0	43 19	8·57'	7·45	K2d:	1·6	282	12 3
211	30	398	93471	45 3	45 05	8·77	7· 8	K2g:	—0·7	193	8 2
212	30	81	93663	46·6	43 20	8·72	7· 8	G8g::	1·5	212	8 2
213	30		93915	48·3	47 04	8· 6	7· 8	G5	3·8	240	12 3
214	30	438	94119	49·6	45 34	8·82!	8· 1	K2g·	3.0??	422	4 1
215		ψUMa	96833	11 6·8	44 46	4·15	3·15	K2*	—0·2	051	16 4
216		56UMa	96839	20 1	43 46	5·84	5·06	(G7)	0 6	059	4 1
217		BS4452	100470	31·3	37 06	7·33	6·33	Ko	1 8	154	4 1
218		61UMa	101501	38·4	34 29	6·24	5·46	G8*	4·6	175	12 3
219		βCrv	109379	12 31·6	23 09	3·62	2·84	G5*	—0·1	099	24 6
220		βUMi	131873	56·2	74 22	3·42	2·24	K5*	0·6	305	8 2
221		βBoo	133208	15 0·1	40 35	4 41	3·03	G8*	0·4	101	12 3
222		λSer	141004	44·0	7 30	4·98	4·42	G2*	4·0	175	8 2
223		ηHer	150997	16 41 2	39 1	4·61	3·61	G5*	1·8	191	8 2
224		πHer	156283	17 13·3	36 51	4·54	3·36	K3*	—0·5	061	12 3
225	16	522	156947	15·9	60 43	7·33'	var	Kod:	0·5:	160	16 4
226	16	813	158147	23·1	61 3	8·27'	7·21	Kog	0·5	196	12 3
227	16	327	158569	25·7	59 2	8·91	8· 4	G8g	—0 5	227	12 3
228	16	360	159023	28 0	59 5	8·15	8· 2	G2d	4 6	248	7 2
229		βDrc	159181	29·4	52 21	3·55	2·99	(cG2)	3·8	471	16 4
230	16	380	159266	29·4	59 44	8·97'	8 4	G8g	0 6	331	11 3
231	16		159330	30 1	57 55	7·57	6·50	K2	—0·2:	257	14 4
232	16		159640	31·2	61 44	9 3	8· 2	K2	1·3	218	12 3
233	16		160361	34·9	62 28	8 21	7·14	K2	1 0	268	12 3
234	16	444	160539	36·1	59 33	8·57'	8 6	God	3 9	332	10 3
235	16	873	161014	38 7	61 22	8 00'	8· 4	G6d	0 7	212	8 2
236	16	193	161015	38 8	58 51	8 78	8· 6	G6g	—0·4	311	8 2
237	16		161161	39 6	57 54	9 20	8 1	K2	—0·8	366	5 2
238	16		161162	39 7	57 21	7·84	6 84	Ko	1·7	157	12 3
239	16	220	161582	42·0	58 42	8 71'	8· 3	G4d	1·8	380	7 2
240		μHer	161797	44 0	27 40	4·26	3 48	G5*	2 5	049	24 6
241		87Her	162211	46·8	25 38	6 34	5 34	(K1)	1 1	154	16 4
242	16		162363	46 3	59 17	8·80	7 80	Ko	1 1??	419	4 1
243	62		162555	48 4	29 20	6·61	5·61	Ko	0 2	135	16 4
244	62	1582	163053	51·0	29 59	8·73'	8·30	G6g	1 3	151	8 2
245		θHer	163770	54·5	37 15	4·99	3 99	K1*	—2·7	329	12 3
246	62	191	163969	55·7	28 14	8 81	8·50	G5g·	2·6	224	8 2
247	62		164042	56 1	27 22	9·10	8·00	K2	4·2	151	12 3
248	62	1267	164374	57 6	30 44	8·30	8·10	G5g	1·4	135	16 4
249	62	787	164595	58·7	29 34	7·39'	7·16	G3d	3 0	095	16 4
250	62	1333	164755	59·5	30 39	8·27!	7·09	G8g	—0·5	117	16 4
251		70OphA	165341	18 2·9	2 31	5 07	4·07	Ko*	6·1	177	8 2
252	62	916	165473	3·0	29 4	7·68'	7·60	Kog:	2·3	179	16 4
253	62	398	165589	3 5	28 41	8·04	7·80	Kog	2·9	117	12 3
254	62		165683	4 0	32 14	6 92	5·92	Ko	0·0	135	16 4
255	38	509	173289	40 9	44 12	8 02	8 10	G2g·	4·3	300	7 2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
				h m		m	m		M		
256	38	528	173399	18 41·5	44°53'	7·91	7·07	Go	3·7?	±0.171	20 4
257	38	86	173701	43·1	43 47	8·42'	7·66	G8g	0·9	152	20 4
258	38	133	174020	44·9	43 30	8·88'	7·58	K5g·	3·8	189	16 3
259	38	201	174621	47·8	43 41	7·40	6·79	G5d	2·8	148	24 5
260	63		174695	48·6	28 29	9·00	8· 0	Ko	1·9	191	12 3
261	38		174829	49·0	42 50	8·44	7·44	Ko	3·2	153	20 4
262	38	239	174880	49·2	43 54	8·48'	7·23	G8g	0·2	106	20 4
263	63		174881	49·6	28 43	7·43	6·43	Ko	0·0	178	16 4
264	38	298	175370	51·9	43 39	8·50'	7·40	G8g	0·2	084	20 4
265	63		175443	52·2	27 51	6·89	5·82	K2	0·2	278	16 4
266	38		175466	52·0	42 49	7·93	6·86	K2	4·6	200	20 4
267	63		175589	52·9	31 03	8·39	7·32	K2	—0·9?	381	4 1
268	63		175676	53·3	30 43	9·00	8· 2	G5	1·1:	117	4 1
269	63		175940	54·6	28 8	8·19	7·19	Ko	1·3	190	16 4
270	38		175955	54·1	47 22	8·11	7·11	Ko	2·0	171	20 4
271	63		176230	56·1	28 5	8· 6	7· 6	Ko	1·3	167	11 3
272	63	1746	176377	56·8	30 6	7·19'	6·55	Go	4·4	283	10 3
273		εAql	176411	57·3	15 00	5·21	4·21	K2*	0·9	154	8 1
274	63		176670	58·2	32 4	6·29	5·11	K5	—0·9	296	11 3
275	63	154	176695	58·3	28 37	8·87	7· 7	G8d.	1·5	203	12 3
276	63	1050	177251	19 0·7	29 13	8·66'	7·73	G8g	1·1	179	11 3
277	63	2823	177808	3·0	31 40	7·61	5·80	H5g::	3·1?	025	14 4
278	63	2040	177809	3·0	30 39	7·80'	6·39	K8g:	—1·2	152	16 4
279	63	2839	177878	3·3	31 21	8·78	8· 0	G8g	0·4	095	8 2
280	63	1226	178003	3·8	29 50	8·05'	6·62	K8g:	—0·6	146	16 4
281	63	2111	178091	4·1	30 21	8·54'	8· 2	G3d..p	4·7	286	7 2
282	63	2191	178450	5·5	30 9	8·37	8·06	G5d::	3·6	313	10 3
283	63	2267	178798	6·8	30 12	7·92'	6·88	K4g	1·0	082	8 2
284	63	1565	179485	9·6	29 48	8·54	7·36	K2g	2·8	179	8 2
285		δDrc	180711	12·5	67 34	4·24	3·24	G8*	0·5	154	12 2
286	39		184938	33·2	46 21	8·26	7·48	G5	0·8:	174	4 1
287		6Drc	185144	32·6	69 35	5·78	4·78	Ko*	5·5	070	8 2
288	39		185286	34·9	43 36	7·90	6·78	K5	3·0	309	8 2
289	39		185351	35·2	44 35	5·94	5·16	G5	2·1:	245	4 1
290	39		185871	37·8	44 19	7·96	6·96	Ko	—2·3	183	11 3
291	39		185955	38·1	45 50	7·12	6·34	G5	—0·3	143	16 4
292	39	741	186120	39 1	44 40	8·47	7·38	G7g	0·0	166	8 2
293	39	2513	186176	39·3	46 16	8·54	7· 8	G5g	1·7	062	12 3
294	39	37	186306	40·1	43 37	8·61	8· 2	G5d	4·9	202	15 5
295	39	922	186816	43·2	44 47	8·43'	8 1	G5g	—0·1	171	16 4
296	39	2679	187071	44·4	46 22	8·57	7·11	G8g	0·2	165	16 4
297	39	985	187104	44 7	44 26	8·62	7· 8	G5g	—0·5	169	16 4
298	39	1848	187120	44·7	45 36	8·69'	7 52	G7g	0·1	240	16 4
299	39	1001	187160	45 0	44 12	7·50'	7 03	Go	3·8:	375	15 5
300	39	379	187878	48 8	45 32	8·38	7· 8	G7g	0·2	123	20 5
301	39	1202	187970	49·3	44 12	8·90	8 3	G5g	1·2	171	16 4
302	64		188058	50·2	28 8	8·07	7·00	K2	3·2	154	16 4
303		εDrc	188119	48 3	70 9	4·99	3 99	(G3)	0·8	103	28 6
304	64		188258	51·2	27 58	8· 8	7· 7	K2	3·2	184	16 4
305		βAql	188512	53 4	6 17	4·90	3·90	G8*	3·3	070	8 2
306	39	2214	188537	52·1	45 20	8·97	7·77	G7g	0·0	107	16 4
307	64	924		53 3	29 52	8·87		G7d	1·2	057	8 2
308		ηCyg	188947	54·5	34 57	5·03	4·03	Ko*	1·2	109	12 3
309	64	2652	188993	54 9	30 49	7·60§	6·82	G3	5·1	261	12 4
310	64	175	189108	55 3	28 34	7·36'	6·79	G7d..	0·9	088	16 4
311	64	2759	189212	55 8	31 7	8 54	7· 7	G7d:	1·3	212	13 4
312	64	229	189317	56·3	28 28	8·28	8· 2	Gop	5·8	205	8 3
313	39		189636	57·4	47 13	8·61	7·61	Ko	3·6	233	8 2
314	64	1581	189796	58·7	29 41	8·17'	8· 1	G4d	4·6	359	12 4
315	64	1680	189943	59·5	30 04	8·41'	8· 1	G4d	2.8??	417	4 1
16	39		190043	59·7	44 7	8· 8	7· 8	Ko	2·3	185	12 3
7	64	4628	190227	20 0·9	31 48	7·53§	6·53	Kog·	—2·2	171	15 4
18	64		190228	0·9	28 10	9· 4	7· 6	G5	3 6	193	15 4
319	64	1877	190360	1·5	29 46	6·68§	5 68	G8d	3 8	212	12 3
320	64	1891	190403	1 7	29 52	7 78'	6 84	G8d	0 0	059	12 3

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
				h m		m	m		M		
321	64	3484	190630	20 2·8	30°22'	8·72	7·91	G7d:	1·7	±0.164	12 3
322	64	2032	190749	3·4	29 42	8·92'	8· 6	G6g:	1·4	259	12 3
323	64	3584		3·9	30 19	9·03		G8g	3·1:	103	3 1
324	64	606		4·0	28 46	9·13		G4d	4·1:	255	4 1
325	64	4988	191425	6·7	31 23	8 57	8· 1	G9d:	1·3	130	8 2
326	64	2339	191590	7·6	29 35	8·50	8· 0	G8d	0·8:	237	8 2
327		ηCep	198149	44·3	61 38	4·59	3·59	Ko*	3·6	162	24 6
328	65		198976	51·0	29 29	7·47	6·40	K2	—2·3	133	16 4
329		PGC5376	199098	51·5	44 59	6·59	5·59	(G8)	—0·9	185	8 2
330	65		199169	52·4	27 52	6·42	5·24	K5	—0·4:	121	4 1
331	65		199220	52·7	32 30	7·94	7·38	Go	5·3	209	9 3
332	65		199317	53·3	32 29	8 27	7·20	K2	1·3	180	16 4
333	65	2238	199374	53·7	31 54	8·85	7· 6	Kod:	1·8	164	12 3
334	65		199375	53·9	27 23	7·76	6·76	Ko	1·1	120	15 4
335	65	1497	199763	56·2	30 11	7·49'	6·64	G5d	—1·3	055	16 4
336		PGC5401	199870	56 5	44 45	6·76	5·76	(G7)	1·0	131	16 4
337	65	250	200491	21 0·7	28 47	8·58'	8 2	G6d	0·7	080	12 3
338	65		200510	0·9	32 09	8·24	7·17	K2	—2·1	202	12 3
339	65	2524	200562	1·2	31 09	9·13	8· 2	Kog	2·3	215	12 3
340		PGC5420	200577	1·1	38 28	7·22	6·22	(G8)	0·4	038	8 2
341	65	267	200578	1·3	28 55	7·69'	6·97	G8d.:	0·8	088	16 4
342	65	1819	200631	1·6	30 53	8·63'	7·81	Kod.	3·0	344	12 3
343		ξCyg	200905	3·1	43 44	5·10	3·92	K5*	—2·4	162	24 6
344		61Cyg	201091	4 7	38 27	6·75	5·57	K5*	8·3	112	12 3
345	65	2688		5·8	31 55	9·05		G5g·:	2·6	284	12 3
346	65	2762	201656	8·0	32 01	8·42	7 42	G8g:	—0·7	095	12 3
347	65		201939	9·8	30 24	7 53	6·75	G5	—0·6	099	12 3
348	65		202108	10 8	30 35	7·87	7·31	Go	4·6	341	8 2
349		τCyg	202109	10·8	30 01	4·40	3 40	G8*	—0·1	027	4 1
350	41		206330	38·3	43 03	6 53	5·35	K5	—1·9?	191	12 3
351		εPeg	206778	41 7	9 39	3·54	2·54	K3*	—1·0	197	24 6
352		9Peg	206859	42·2	17 08	5 30	4·52	G5*	—1·2	118	16 4
353	41	1454	207132	43 7	45 32	8·73	8 17	G8g	0·4?	077	4 1
354	41	625	207445	45 8	44 44	9·03	8· 7	G5g·.	1·6:	233	4 1
355	41	93	207487	46 1	44 06	8 30!	7· 9	G3	2·2	117	16 4
356	41	137	207754	48·2	43 39	7 97	7·32	G8g	0 8	102	16 4
357	66		207756	48·4	32 25	7 90	6·90	Ko	3·5	126	8 2
358	41	166	207899	49 3	44 12	8 18	7·58	G4g	1·8	067	16 4
359	41	170	207907	49·4	44 07	8·96	7· 7	G8g·	1·1?	261	4 1
360	66		207908	49·6	31 40	8 56	7 49	K2	1 9	120	12 3
361	41	205	208023	50·3	43 33	8 97	8· 1	G8g	1·5	179	10 3
362	66	502	208276	52·3	30 01	9 00	8· 4	G5g	1·8	092	12 3
363	66	1775	208288	52·4	31 22	8 72'	8· 0	Gog·	4·9	305	9 3
364	41	2743	208309	52·3	46 46	8 31	7· 8	G7g:	3·0	316	8 2
365	66		208329	52·7	31 24	9 2	8· 2	Ko	3·2:	221	12 3
366	41	1930	208412	52·9	46 01	8 70	8 0	G5g	1 7	202	8 2
367	66	1149	208415	53·2	30 35	8·45'	7·96	G7g	1·8	112	12 3
368	41	276	208472	53 3	44 11	8 50	7 40	G3d	3·8	191	12 3
369	66	1161	208491	53 6	31 02	9 14	7 7	K7g	0.5??	215	12 3
370	66	1843	208640	54 8	31 37	9·05	7 7	K5g	3 5	144	12 3
371	66	70+	208658	54·9	28 35	8 81	7 98	Kog	3·2	251	8 2
372	66	84	208700	55 2	29 04	8·20	7 25	Kog	—0·7	168	16 4
373	41	2852	208728	55·1	46 11	7 73	7·02	G2p	1·0	151	12 3
374	41	347	208916	56 4	43 55	8 96	7 62	Kog:	3 3	286	12 3
375	66	1289	208951	56 9	30 17	8·66'	7·91	G8g	0·0	113	16 4
376	66	658	208987	57·2	29 40	9 21	8· 2	K2g	3 3	151	11 3
377	41	432	209393	22 0·0	44 5	8 48	7 9	G5d	4·1	151	10 3
378	66	1484	209597	1·7	30 39	9·04'	8 2	G8g·	0·3	128	12 3
379	66		209693	2 4	32 42	7 17	6 39	G5	0·1	088	16 4
380	41		209813	3 0	47 00	7·52	6·52	Ko	3·1	202	8 2
381	66	1005	210060	4 8	30 34	8 10'	7·41	G5g	—0 9	076	16 4
382	41		210334	6 6	45 30	7 30	6·52	G5	3 8	095	8 2
383	66		210354	7·0	32 56	6·65	5 65	Ko	3·0	220	12 3
384	66	2317	210499	7·9	32 06	8·93	7· 9	Kod.	4·1	218	8 2
385	41		210666	9 0	42 47	7 80	6 80	Ko	3·5?	191	4 1

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
				h m		m	M		M		
386	41		210682	22 9·1	43°17'	8·55	7·48	K2	3·6?	±0.243	4 1
387		ςCep	210745	9·1	57 57	4·62	3·62	K1*	—1·8	144	12 3
388		λPeg	215665	44·1	23 18	5·14	4·14	(G6)	1·0	222	8 1
389		πPeg	216131	47·6	24 20	4·67	3·67	G8*	1·3	064	12 3
390	67		216586	51·3	28 22	8·65	7·58	K2	2·1	207	12 3
391	67		216723	52·4	37 44	8·08	7·30	G5	3·3	181	12 3
392	67		216816	53·3	30 22	9·28	8·28	Ko	3·2	185	8 2
393	67	49	217714	59·9	29 08	9·23'	8· 3	Kog·	2·7	124	8 2
394	67	944	217946	23 1·5	31 51	8·80!	8· 1	K3g::	1·1?	298	4 1
395	67	82	218170	3·1	28 45	8·78	7·41	K5d	5·1	315	16 4
396	67	655	218199	3·4	30 27	9·03'	8 26	G8g::	0·8	147	16 4
397	67		218247	3·7	33 01	9· 2	8· 2	Ko	4·4	156	16 4
398	67	996		4·5	31 43	8·91		G3d:	3·7	183	14 4
399	67	387	218454	5·5	30 10	8·54'	7·46	K5g:	0·5?	183	15 4
400	67	400		5·9	30 11	9·12		G5d::	1·9??	254	12 3
401	67	1056	218633	6·8	31 35	8·78	8· 8	G3d	4·2	276	11 3
402	67	428	218660	7·1	29 24	7·69'	6·75	Kog:	0·4	162	16 4
403	67	766	218852	8·6	30 53	8·43	7·56	G8g::	0·4	183	16 4
404	67	454	218880	8·8	29 47	7·88!	6·94	Kog:	1·4	193	16 4
405	67	770		8·8	30 16	9·03		Kog	0·5	212	14 4
406	67		218965	9·6	32 25	8·38	7·38	Ko	2·3	096	16 4
407	67	157	219110	10·7	29 10	7·34§	6·34	G8g::	0·1	092	16 4
408		S7259	219134	10·7	56 53	6·72	5·65	K3*	6·0	225	12 3
409	19	81		17·2	58 32	9·18		G3d	4·3	093	6 2
410	19	1739	220130	18·2	61 57	7·50	6·43	K5d..	0·6?	211	4 1
411	19	542	220167	18·8	60 12	8·37!	7·36	K2d	2·4	254	8 2
412	19	574	220369	20·3	59 52	7·36	5·93	K5g:.	—0·5	088	6 2
413	19	698	221039	25·8	59 48	8·66'	7· 6	K5g::	1·7	282	8 2
414	19	190	221354	28·7	58 54	7·48	6·85	G5d	2·7	271	7 2
415	19	1934	221392	29·0	61 50	8·31	8· 0	G8d:	2·1	307	8 2
416	19	194	221393	29·0	59 10	8 99	7·55	K5g:	3·9?	236	4 1
417	19	198	221439	29·4	58 50	8·67	7·69	Kog	1·9	282	8 2
418	19	785	221639	31·0	60 09	8·13'	7·31	Kod	2·2	248	8 2
419	19	792	221670	31·3	60 11	8 36	7·41	G8d	0·1	180	8 2
420	19		222218	35·9	58 23	8·22	7·22	Ko	2·7?	341	4 1
421	19	254+	222325	36·8	58 29	8·89	8·06	Kog:	2·7?:	533	4 1
422	19	258	222366	37·1	58 43	8·19	7·70	G8d.	2·8	250	7 2
423		γCep	222404	37·4	77 21	4·42	3·42	K1d	2·0	061	12 3
424	19	267		38·7	59 10	9·07		G5d	5·7	293	7 2
425	19	2089	222682	40·1	61 24	7 35'	6·54	K3g	0·4	234	8 2

მარტი, 1954 წ.

ლიტერატურა

1. კალანდაძე ნ., აბასთ ასტროფიზ. ობს. ბიულეტ., № 10, 63, 1949
2. ბართაია რ., აბასთ. ასტროფ. ობს. ბიულეტ, № 15, 37. 1953
3. Morgan W. W, Keenan P. C. and Kellman E. An Atlas of Stellar Spectra, 1943.
4. Adams W. S., Joy A. H, Humason M L. and Brayton A. M. Aph. J., 81, 187, 1935.
5. Keenan P C., Aph J, 93, 475. 1941
6. Schlesinger F, General Catalogue of Stellar Parallaxes, 1935.
7. Парснаго П П, Труды ГАИШ, 13, 59, 1940.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

CATALOGUE OF ABSOLUTE MAGNITUDFS OF 425 STARS OF SPFCTRAL TYPES G AND K

N. B. KALANDADZE

(Summary)

This paper is a continuation of my investigation executed in 1947—48 at the Abastumani astrophysical observatory on the determinations of absolute spectral magnitudes of the late spectral type stars on the base of the objective prism spectra.

The method and the absolute magnitude criterium are the same used in the above mentioned work except in that we improved the methodics as possibly.

As a result, absolute magnitudes of the 425 G and K atars are determined in 26 Kapteyn Areas, the catalogue of which is given here.

The probable average error of absolute magnitude determination for this catalogue is equal to $\pm 0.^{M}197$.

March, 1954.

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 22, 1958
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 22, 1958

ФОТОВИЗУАЛЬНЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ И ЦВЕТОВЫЕ ПОКАЗАТЕЛИ ЗВЕЗД В НАПРАВЛЕНИИ НА ГАЛАКТИЧЕСКИЙ ЦЕНТР

Т. А. КОЧЛАШВИЛИ

В 1951 году в Абастуманской обсерватории мы предприняли работу по определению фотовизуальных величин звезд в участках галактического центра. Мы исходили из каталога Валленкиста [1], в котором даны фотографические величины и спектры звезд, а также и координаты. Хотя этот каталог содержит преимущественно яркие звезды—ярче 12.0 фотогр. зв. величины и величины определены довольно грубо—до десятых долей, тем не менее, мы остановились на этом материале потому, что области, входящие в этот каталог, являются структурно интересными и определение фотовизуальных звездных величин для большого количества звезд здесь нам представилось интересным, имея в виду возможность вывода в дальнейшем цветовых показателей звезд и, в комбинации со спектральными данными,—вычисления избытков цвета.

Каталог Валленкиста содержит около 6100 звезд, преимущественно, ранних спектральных классов B—$F8$ до 12.0 зв. величины (фотограф.). Эти звезды распределены на площади около 200 кв. градусов от $-19°$ до $-33°$ по склонению, и от $16^h\ 40^m$ до $18^h\ 32^m$ —по прямому восхождению. В каталоге даны фотографические звездные величины (в интернациональной системе), экваториальные координаты α, δ (1900) и спектры. Классификация каталога Валленкиста находится в хорошем согласии с HDC, что хорошо иллюстрируется соответствующей диаграммой сравнения спектров Валленкиста (Lembang) и HDC, помещенной в работе [1].

Фотографические величины были определены в работе [1] на основе звезд гарвардских стандартных областей [2]; причем, последние были применены как основа для определения звездных величин (m_{pg}) нескольких десятков звезд, входящих в исследуемые области. Они служили стандартами для построения характеристических кривых. Таким образом, стандартные звезды являлись членами исследуемых областей. Этот способ построения характеристических кривых мы также использовали, что оказалось весьма пригодным для таких южных областей. Для нашей широты исследуемые области даже в меридиане находятся очень низко ($\zeta \approx 70°$)

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Таким образом, имея фотографические звездные величины в интернациональной системе, мы смогли ограничить нашу работу определением фотовизуальных звездных величин, а затем, выводом цветовых показателей звезд.

Как сказано, фотографические величины в каталоге Валленкиста определены грубо—до десятых долей. В связи с этим, при выводе цветовых показателей, с такой же точностью приходится брать и фотовизуальные величины, что делает цветовые показатели приближенными.

Фотовизуальные звездные величины мы определяли на основе негативов, полученных на 20-см камере 40-см рефрактора. Фотоматериалом служили панхроматические пластинки Ilford Astra III. Перед пластинкой использовался желтый фильтр GG_{11}. Всего было получено 35 негативов исследуемой области и 10 негативов стандартной области *NPS*. Измерение негативов мы вели на объективном микрофотометре. На характеристике оборудования и методики определения звездных величин мы не будем останавливаться, поскольку они подробно описаны в работах [3, 4].

В таблице I приводится список использованного фотоматериала.

Таблица I

№№ п. п.	№ негатива	α	δ	Дата	Экспоз.	№№ негатива NPS
1	3135	17^h28^m	—24°00′	23—24·VI· 1950	50 мин.	—
2	3137	„	„	„	„	—
3	3147	17 29	„	6—7·VII	45	—
4	3151	17 28	„	8—9·VII	„	—
5	3155	17 24	—26 00	12—13·VII	„	—
6	3157	„	„	„	„	—
7	3468	17 01	—23 30	30 VI 1951	34	—
8	3470	17 36	—23 20	„	„	—
9	3472	17 35	—23 30	„	„	—
10	3476	16 44	—22 00	1·VII	35	—
11	3478	17 01	—23 30	„	„	—
12	3480	17 36	—25 30	„	„	—
13	3489	„	„	12—13·VII	„	—
14	3791	17 40	—24 00	28—29·VI · 1952	„	—
15	3793	17 46	„	„	„	—
16	3799	17 04	—20 00	29—30·VI	„	3795·97
17	3813	16 44	—22 30	14—15·VII	40	3815
18	3819	16 46	—23 50	15—16·VII	„	3825
19	3821	17 56	—24 30	„	„	„
20	3834	17 56	—25 45	17—18·VII	„	3826
21	3879	„	—24 30	20—21·VII	„	3880
22	3843	18 05	—25 00	22—23 VIII	„	3895
23	3896	„	„	25—26 VIII	„	3897
24	3901	18 18	—27 30	26—27·VIII	„	3902
25	4259	16 47	—22 30	11—12 V 1953	„	—
26	4260	18 16	—27 30	11—12·V· 1953	40	—
27	4261	16 47	—22 30	14—15·V	„	—
28	4262	17 20	—20 30	„	„	—
29	4263	18 16	—27 30	„	„	—
30	4265	17 20	—20 30	19—20·V	„	—
31	4301	„	„	31 VII	45	—
32	4302	17 07	„	1·VIII	„	—
33	4303	16 57	—22 30	3·VIII	„	—
34	4304	17 07	—20 30	„	„	—
35	4305	16 57	—22 30	6 VIII	„	—

На основе *NPS* мы определили звездные величины нескольких десятков звезд, расположенных в исследуемых участках и использованных впоследствии в качестве стандартов. Количество таких стандартов составляло 128 звезд; их список приводим в таблице II.

Таблица II

	№ п/п	№ по Валленкисту	m_{pv}		№ п/п	№ по Валленкисту	m_{pv}		№ п/п	№ по Валленкисту	m_{pv}
—20°	1	6530	8·41		44	6313	10·67		87	6217	8·90
	2	6548	8·52		45	6307	10·81		88	6032	9·21
	3	6531	8·55	—23°	46	6888	7·77		89	5902	9·35
	4	6524	9·33		47	6396	7·78		90	6209	9·97
	5	6564	9·42		48	6631	7·84		91	5918	10·30
	6	6563	9·47		49	6816	8·12		92	6226	10·70
	7	6520	9·56		50	6745	8·32	—25°	93	6288	7·18
	8	6543	9·72		51	6402	8·55		94	6171	7·90
	9	6535	10 01		52	6587	8·63		95	6217	8·01
	10	6541	10·29		53	6647	8·92		96	6223	8·16
—21°	11	6380	7·82		54	6591	8·98		97	6222	8·46
	12	6258	8·15		55	6850	9 05		98	6192	8·50
	13	6239	8·33		56	6418	9·07		99	6175	8·81
	14	6383	8·61		57	6540	9·14		100	6150	8 93
	15	6397	8·75		58	6845	9·44		101	6071	8·97
	16	6213	8·87		59	6675	9·47		102	6142	9·04
	17	6388	9·25		60	6598	9·50		103	6214	9·08
	18	6219	9·35		61	6399	9·65		104	6204	9·47
	19	6408	9·57		62	6676	9·91		105	6130	9·47
	20	6413	9·67		63	6416	10·02		106	6184	9·52
	21	6395	9·76		64	6420	10·28		107	6145	9·77
	22	6255	9·79		65	6757	10·46		108	6254	10·22
	23	6234	9·93		66	6430	10·48		109	6271	10·67
	24	6400	10·02		67	6400	10·56		110	6198	10·83
	25	6404	10·08		68	6467	10·58		111	6083	10·84
	26	6244	10·12		69	6444	10·66		112	6026	10·90
	27	6372	10·18		70	6398	10·70		113	6087	11·22
	28	6222	10·19		71	6475	10·88	—26°	114	6187	8·05
	29	6251	10·23		72	6833	10·69		115	6373	8·34
	30	6406	10·25		73	6492	8·93		116	6193	8·52
	31	6210	10·32		74	6450	8·32		117	6374	9·00
	32	6365	10·35		75	6506	9·47		118	6168	9·25
	33	6367	10·36		76	6501	9·65		119	6123	9·40
	34	6366	10·47		77	6470	10·18		120	6165	9·43
	35	6344	10·48	—24°	78	6105	7·99		121	6398	9·50
	36	6368	10·57		79	5768	8·00		122	6128	9·72
	37	6229	10·73		80	6172	8·02		123	6124	9·92
—22°	38	6620	8·12		81	5906	8·20		124	6397	10·19
	39	6285	9·48		82	6182	8·30		125	6068	10·22
	40	6295	10·21		83	6090	8·38		126	6371	10·26
	41	6312	10·35		84	5920	8·42		127	6190	10·60
	42	6270	10·41		85	6156	8·72		128	6380	10·62
	43	6300	10·57		86	5755	8·79				

Надо заметить, что характеристические кривые, построенные по упомянутым стандартам, имели удовлетворительный вид; разброс звезд на кривых незначительный, за небольшими исключениями. Впрочем, такой разброс можно наблюдать иногда и в случае общепринятых стандартов, например—*NPS*. Для иллюстрации мы приводим на рис. 1, 2 и 3 харак-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

теристические кривые, построенные по звездам *NPS* и по нашим стандартам. Первая из них построена по одним лишь звездам *NPS*. Вторая—по нашим стандартам на тех негативах, для которых имелись и *NPS*. Третья —по нашим стандартам на тех негативах, для которых *NPS* не имелись.

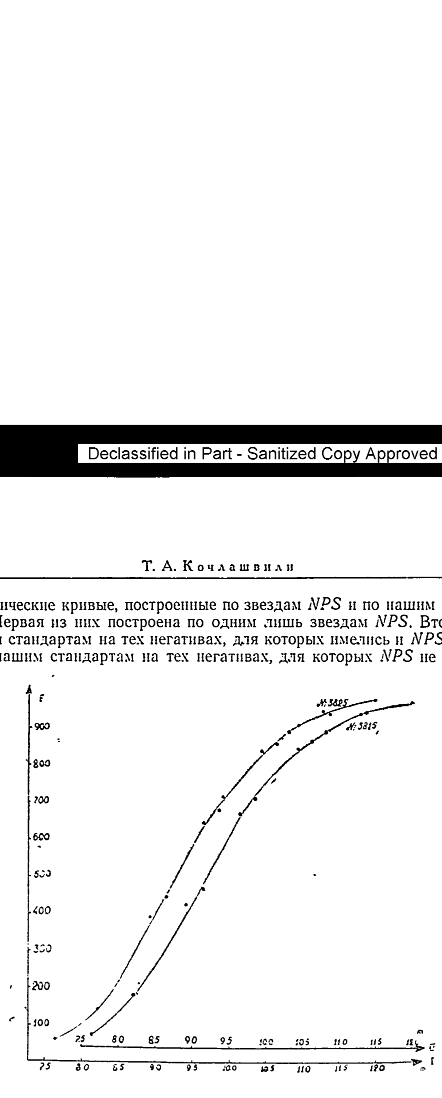


Рис. 1

Упомянутым способом были определены фотовизуальные величины 1685 звезд, расположенных на площади 100 кв. градусов. Первоначально мы хотели определить звездные величины всех звезд, входящих в каталог Валленкиста, однако, при фотографировании стало ясно, что площадки южнее склонения—26° трудно снимаются: они расположены очень низко над горизонтом, их зенитное расстояние превышает 70°, даже в меридиане, и мы решили ограничиться только более северными участками от −19° по −26°. Так как распределение всех 6100 звезд по всей площади (200 кв град.) неравномерно (плотность звезд в южных частях области значительно превосходит таковую в северных), то окончательный список нашего каталога ограничился звездами, числом 1685. Количество рядов определений звездных величин для каждой звезды весьма различно: от 2 до 6 и более. Большинство величин определено на основе 3—4 негативов. Средняя квадратическая ошибка каталожного значения, т. е. средней арифметической из всех имеющихся рядов определений, равна $\pm 0^{m}.06$; ее мы вычисляли по формуле $r = \pm\sqrt{\frac{\Sigma\varepsilon\varepsilon}{n(n-1)}}$, где ε—отклонение каждого значения от средней арифметической, а n—количество рядов определений. Окончательные звездные величины нашего каталога приведены к интернациональной системе.

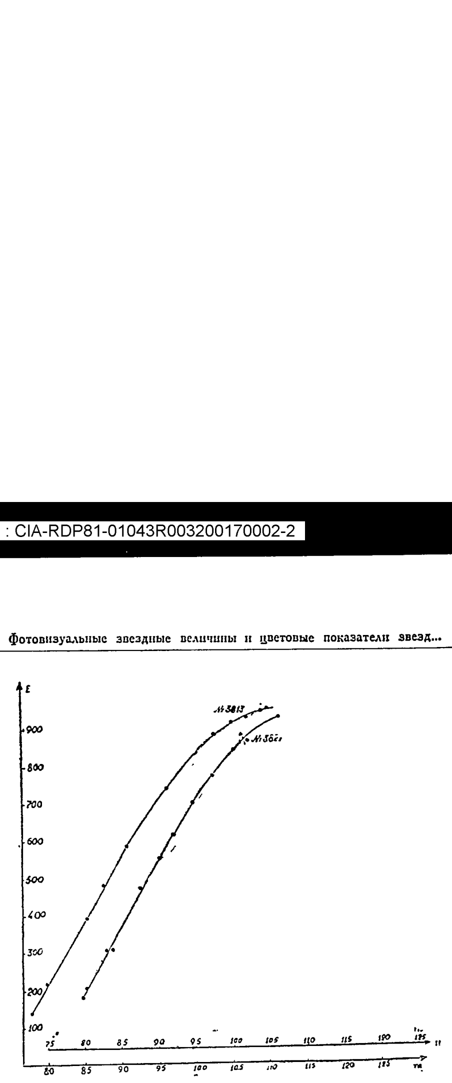


Рис. 2

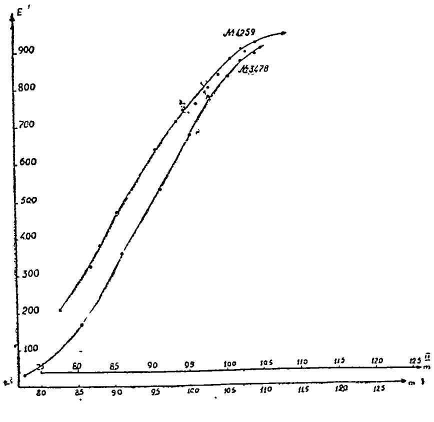


Рис. 3

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Редукцию к интернациональной системе мы выполняли графическим путем.

Так как наши звезды относятся исключительно к ранним спектральным классам, цветовое уравнение почти отсутствует. Имеется лишь ощутимое уравнение яркости, т. е. ход разницы $\Delta m = m_{\text{инт}} - m_{\text{Канобили}}$ с звездной величиной. Мы построили диаграмму зависимости между $m_{\text{инт}}$ и $m_{\text{Канобили}}$ (рис. 4) и по нашим звездным величинам снимали $m_{\text{инт}}$ с кривой. Как видим, зависимость прямолинейна. Такое сопоставление наших величин с интернациональными мы произвели на основе звезд, расположенных около полюса (КА 1).

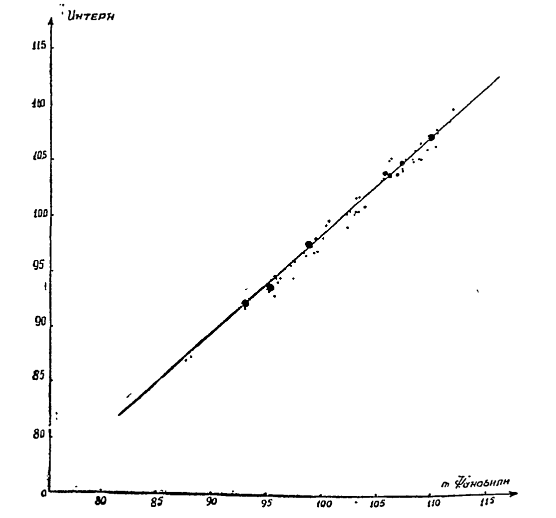


Рис. 4

Для этих звезд имеется каталог фотографических и фотовизуальных величин звезд Сирса и Джойнер [5], которые и были использованы для построения кривой зависимости.

Во избежание влияния ошибки поля, которая могла вызвать систематические погрешности в определениях звездных величин, мы ограничивали измеряемую область на пластинке.

В таблице III мы приводим наш каталог фотовизуальных звездных величин звезд областей галактического центра. Кроме фотовизуальных величин, мы даем также спектры звезд и фотографические величины, заимствованные из каталога Валленкиста. Мы приводим также цветовые показатели (в десятых долях), выведенные на основе вышеупомянутых m_{pg} и m_{pv}. Последний столбец содержит количество определений, на основе которых выведены m_{pv}.

Вопросительные знаки при величинах m_{pv} означают, что величины определены ненадежно; обозначение *var*? означает, что мы подозреваем звезду в переменности; блеск этих звезд менялся в довольно большом интервале, причем так, что несколько измерений давали близкие друг другу значения m_{pv} в то время, как другие измерения тех же звезд давали отличные от первых, но близкие опять-таки друг к другу значения.

Таблица III

(Каталог)

δ	№ п/п	№ по Валленкисту	Sp	m_{pg}	m_{pv}	CI	n
1	2	3	4	5	6	7	8
—19°	1	6114	F5	10·1	9·77?	0·3	3
	2	6119	F	11 1	10·37	0·7	3
	3	6120	F	11·3	10·38?	0·9	3
	4	6123	F8	9·3	9·09?	0·2	3
	5	6127	F8	10·0	9·57	0·4	3
	6	6130	Aoμ	9·5	9·61?	—0·1	3
	7	6133	F5	11·3	10·41	0·9	3
	8	6135	A3	10·8	10·32	0·5	3
	9	6136	F5	10·2	9·87	0·3	3
	10	6138	F8	11·2	10 30	0·9	2
	11	6139	Fo	10·4	10·00	0·4	3
	12	6141	F8	9·8	9·48	0·3	2
	13	6142	Aoσ	9·3	9·83?	—0·5	2
	14	6143	A5	10·1	10·03?	0·1	2
	15	6146	F8	10·9	10·09	0·8	3
	16	6149	F8	11·3	10 38	0·9	3
	17	6150	Fo	11·2	10·47	0·7	3
	18	6151	F8	11·3	10·48	0·8	4
	19	6152	F5	11·5	10·44	1·1	3
	20	6156	Aoσ	10·6	10·34	0·3	4
	21	6159	A2	10·2	10 02	0·2	4
	22	6160	Aoμ	10·9	10·38	0·5	4
	23	6162	F8	11·3	10·42	0·9	4
	24	6164	F8	10·4	10·16	0·2	4
	25	6165	F8	10·3	10·02	0·3	4
	26	6166	F5	10·8	10·30	0·5	4
	27	6167	Fo	11·3	10·53	0·8	4
	28	6169	Aoμ	9·4	9·56?	—0·2	4
	29	6172	A2	11·7	10·38?	1·3	2
	30	6174	F	11·6	10·44?	1·2	2
	31	6175	Fo	11·2	10·42	0·8	4
	32	6176	F8	11·1	10·41	0 7	4
	33	6177	F8	11·3	10·45	0·9	4
	34	6178	A5	8·6	8·33	0·3	4
	35	6179	Fo	11·1	10·45	0·7	4
	36	6180	Aoμ	10·4	9·25?	1·2	3
	37	6183	F8	10·4	10 09	0·3	6
—19°	38	6184	F8	11·0	10·43	0·6	3
	39	6186	Aoμ	9·9	10·00	—0·1	5
	40	6187	F8	9·7	9·51	0·2	5
	41	6189	Fo	10·8	10 36	0·4	4
	42	6192	A3	10·9	10·41	0·5	5
	43	6193	Fo	10·8	10·44	0 4	4
	44	6194	Fo	9·6	9·55?	0 0	5
	45	6195	A3	7·9	7·72	0·2	5
	46	6196	A5	10 2	10·12	0·1	5
	47	6197	F5	8·0	7 62	0 4	5
	48	6199	A3	11·1	10 49	0·6	4
	49	6200	A3	11·1	10·66?	0·4	3
	50	6201	A3	10·3	10·09	0·2	3
	51	6202	F8	10·9	10 02	0·9	3
	52	6203	F8	11·0	10·47	0·5	3
	53	6206	A2	10·0	10·06	0	3
	54	6208	A3	8·0	7·63	0 4	3
	55	6209	Fo	11·6	10·68	0·9	2
	56	6210	Fo	11·6	10·56	1·0	3
	57	6211	Ao	10 4	9·96	0·4	3
	58	6213	A2	10·7	10·24	0·5	3
	59	6214	A3	8·2	7·94	0·3	3
	60	6215	Az	11·3	10·78	0·5	2
	61	6216	F8	11·1	10·30	0·8	3
	62	6218	A3	10·0	9·80	0·2	3
	63	6219	F8	10·3	9 71	0·6	3
	64	6220	F8	9·8	9·47	0·3	3
	65	6224	A3	9·8	9·45	0·4	3
	66	6226	A3	10·2	10·00	0·2	2
	67	6227	F8	10·4	9·89	0·5	2
	68	6228	A2	9·2	8·96	0·2	2
	69	6229	F8	10·8	10·21	0·6	2
	70	6230	F5	8 8	8·43	0·4	2
	71	6237	F8	10·9	10·17	0·7	2
	72	6238	F2	8·7	8·75	0·0	2
	73	6239	Fo	10 2	10·02	0·2	2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

1	2	3	4	5	6	7	8
−20°	74	6462	A2	10·8	10·41	0·4	2
	75	6464	F0	11·0	10·46	0·5	2
	76	6468	A5	10·5	10·14	0·4	3
	77	6470	A2	11·9	10·44:	1·5	2
	78	6471	A5	10·5	9·97	0·5	3
	79	6472	A2	10·3	9·95	0·3	2
	80	6473	A5	10·4	10·06	0·3	3
	81	6474	A3	8·6	8·10	0·5	3
	82	6475	A0μ	10·0	9·85	0·1	3
	83	6478	A0μ	9·5	9·36	0·1	2
	84	6480	F0	11·7	9·68:	2·0	2
	85	6485	A5	10·6	10·37	0·2	4
	86	6492	F5	10·3	9·98	0·3	4
	87	6495	A5	8·9	8·76	0·1	4
	88	6497	F5	11·3	10·55	0·7	4
	89	6498	F0	11·2	10·48	0·7	4
	90	6501	F5	10·4	9·94	0·5	4
	91	6503	B8σ	9·9	9·83	0·1	4
	92	6505	A5	9·5	9·36	0·1	4
	93	6506	A0μ	8·8	9·10	−0·3	4
	94	6508	F8	11·2	10·45	0·8	3
	95	6509	A2	11·1	10·51	0·6	4
	96	6513	F8	10·9	10·38	0·5	5
	97	6519	B8σ	9·9	9·85	0·0	3
	98	6520	A0σ	9·5	9·56	−0·1	6
	99	6521	A0μ	10·6	10·31	0·3	6
	100	6523	A2	10·5	10·81	0·3	5
	101	6524	A0μ	9·4	9·33	0·1	5
	102	6526	A2	11·3	10·54	0·8	4
	103	6530	F0	8·7	8·41	0·3	4
	104	6531	F8	8·8	8·59	0·2	5
	105	6535	A0μ	10·1	10·01	0·1	5
	106	6536	F8	10·0	10·24:	−0·2	5
	107	6538	A0μ	9·9	9·85	0·0	5
	108	6540	A3	8·7	8·59	0·1	3
	109	6541	F0	10·8	10·29	0·5	3
	110	6543	A2	9·9	9·72	0·2	3
	111	6546	A3	10·2	9·98	0·2	3
	112	6548	A0μ	8·8	8·52	0·3	3
	113	6552	A0μ	10·8	10·12	0·7	3
	114	6554	A0μ	10·1	9·89	0·2	3
	115	6556	A3	11·2	10·64	0·6	3
	116	6559	A0μ	11·1	10·54	0·6	2
	117	6561	F0	10·8	10·13	0·7	3
	118	6562	A0μ	10·4	10·10	0·3	3
	119	6563	A0σ	9·7	9·47	0·2	3
	120	6564	A2	9·6	9·42	0·2	3
	121	6565	B8σ	8·8	8·76	0·0	3
	122	6567	B8σ	9·0	9·13:	−0·1	3
	123	6568	A0μ	10·3	10·21	0·1	3
	124	6570	F8	8·0	7·48	0·5	2
	125	6575	F8	9·5	9·24	0·3	2
	126	6579	F8	10·8	10·06	0·7	2
	127	6581	A2	10·2	9·94	0·3	2
	128	6582	F8	10·7	10·00	0·7	2
	129	6584	A0σ	10·8	10·52	0·3	2
	130	6586	A0μ	16·3	10·48:	−0·2	2
	131	6588	A0σ	10·4	10·11	0·3	2
	132	6589	F	11·1	10·64	0·5	2

1	2	3	4	5	6	7	8
−21°	133	6205	B8σ	8·8	9·33	−0·5	4
	134	6210	A3	10·3	10·32	0·0	4
	135	6213	A0σ	8·7	8·87	−0·2	4
	136	6217	A5	10·9	>11·0	—	4
	137	6218	F8	10·8	10·84	0·0	3
	138	6219	F8	9·4	9·35	0·0	4
	139	6222	F8	11·1	10·19	0·9	4
	140	6224	A0μ	10·8	>11·0	—	3
	141	6225	A5	9·5	9·60	−0·1	4
	142	6226	A3	10·9	10·88	0·0	2
	143	6227	A0μ	10·3	10·59	−0·3	3
	144	6228	F8	11·1	10·79	0·3	4
	145	6229	F0	10·9	10·73	0·2	4
	146	6234	F8	10·1	9·93	0·2	4
	147	6235	A0μ	10·7	10·88	−0·2	4
	148	6236	A5	11·0	>11·0	—	4
	149	6238	B5τ	7·6	7·94	−0·3	5
	150	6239	A2	8·3	8·83	0·0	4
	151	6240	F0	10·8	10·80	0·0	3
	152	6243	A3	10·7	10·47	0·2	6
	153	6244	A0σ	9·7	10·12	−0·4	6
	154	6247	A3	10·3	10·30	0·0	7
	155	6248	A0μ	10·7	10·62:	0·1	7
	156	6249	F2	11·3	>11·0	—	3
	157	6250	F2	10·1	10·06	0·0	7
	158	6251	B5τ-	9·8	10·23	0·6	7
	159	6252	F0	10·2	10·21	0·0:	7
	160	6253	F0	10·8	10·71:	0·1	6
	161	6255	F8	9·6	9·79	−0·2	7
	162	6258	F8	8·2	8·15	0·0	6
	163	6262	F5	10·4	10·37	0·0	5
	164	6264	A3	10·5	10·63:	−0·1	6
	165	6266	A2	11·0	10·37	0·6	6
	166	6269	F0	10·5	10·37	0·1	5
	167	6271	F8	9·9	9·89	0·0	5
	168	6276	F2	10·5	10·37	0·1	3
	169	6277	A2	10·7	10·49	0·2	4
	170	6279	F8	11·1	10·56	0·5	2
	171	6281	F8	11·1	10·68	0·4	2
	172	6282	A3	10·7	10·47	0·2	3
	173	6284	A5	10·2	10·12	0·1	3
	174	6285	F8	11·0	10·59:	0·4	3
	175	6286	F8	10·8	9·99	0·8	3
	176	6287	A3	10·0	9·91	0·1	3
	177	6288	A0μ	10·9	10·64	0·3	2
	178	6290	A2	9·7	9·86	−0·2	6
	179	6294	A3	11·4	10·60	0·8	2
	180	6295	F8	11·4	10·51	0·9	3
	181	6296	F8	10·0	9·64	0·4	5
	182	6297	F2	10·3	10·07	0·2	4
	183	6298	A5	10·8	10·50	0·3	6
	184	6300	A0σ	10·2	10·29	−0·1	5
	185	6302	F8	11·0	10·35	0·6	3
	186	6304	F8	11·5	10·27:	1·2	4
	187	6305	F2	9·8	9·70	0·1	5
	188	6308	F0	10·9	10·39	0·5	5
	189	6309	A2	11·3	10·50:	0·8	2
	190	6314	A0μ	11·5	10·62	0·9	2

1	2	3	4	5	6	7	8
−21°	191	6315	F8	11·1	10·54	0·6	4
	192	6316	F5	10·8	10·28	0·5	5
	193	6317	A0μ	10·4	10·26	0·1	6
	194	6319	F8	11·3	10·33	1·0	3
	195	6322	F8	11·0	10·38	0·6	4
	196	6323	F8	11·3	10·45	0·9	3
	197	6325	G0	10·0	9·66:	0·3	5
	198	6327	A2	9·0	8·75	0·2	3
	199	6328	A0σ	11·0	10·34	0·7	3
	200	6333	A0μ	9·1	8·93:	0·2	3
	201	6334	A2	11·4	10·16:	1·2	5
	202	6337	F8	11·6	10·54	1·1	3
	203	6340	A3	11·3	10·55	0·7	2
	204	6344	A0σ	11·2	10·48	0·7	4
	205	6346	F0	11·1	10·36	0·7	6
	206	6349	F8	8·5	8·15:	0·3	5
	207	6353	F2	11·4	10·58	0·8	2
	208	6355	A3	10·4	10·21	0·2	5
	209	6356	F8	11·7	10·60	1·1	3
	210	6357	F8	10·8	10·18	0·6	4
	211	6358	F8	10·9	10·38:	0·5	5
	212	6359	F	10·3	10·16	0·1	4
	213	6364	B5τ	9·5	9·49:	0·0	8
	214	6365	A0σ	10·5	10·35	0·1	5
	215	6366	A5	11·2	10·47	0·7	5
	216	6367	F0	11·1	10·36	0·7	5
	217	6368	A2	10·9	10·57	0·3	5
	218	6372	A2	10·8	10·18	0·6	6
	219	6378	A2	10·1	10·01	0·1	3
	220	6379	A5	10·8	10·09	0·7	3
	221	6380	F8	8·3	7·82	0·5	4
	222	6383	F5	8·8	8·61	0·2	4
	223	6384	F5	10·9	10·38	0·5	4
	224	6387	A2	10·6	10·55	0·0	4
	225	6388	B8σ	9·3	9·25	0·0	3
	226	6393	F5	11·5	10·55	1·0	3
	227	6394	F8	10·3	9·92	0·4	3
	228	6395	F5	10·3	9·76	0·5	4
	229	6397	B8σ	9·1	8·75	0·3	3
	230	6400	B8σ	10·3	10·02	0·3	5
	231	6404	A0μ	10·4	10·08	0·3	4
	232	6406	A0μ	10·5	10·25	0·2	4
	233	6408	A0σ	9·9	9·57	0·3	4
	234	6409	A3	9·8	var		
	235	6413	F2	10·3	9·67	0·6	3
	236	6415	A3	10·9	10·50	0·4	3
	237	6417	F5	10·0	9·59	0·4	4
−22°	238	6239	F8	11·1	10·44	0·7	3
	239	6241	F:	11·5:	>11·0	—	5
	240	6243	F0	11·0	10·69	0·3	5
	241	6244	F8	11·4	~11·0	~0·4	5
	242	6247	F2	8·5	8·55	0·0	3
	243	6249	F0	10·7	10·34	0·4	5
	244	6250	F8(G0)	11·4	10·39	1·0	5
	245	6255	F0	11·4	>11·0	—	4
	246	6256	F8	11·4	>11·0	—	5
	247	6259	F2	8·1	8·12	0·0	5
	248	6262	F8	10·5	10·25	0·3	5
	249	6265	F8	10·9	10·60	0·3	5
	250	6268	F8	10·8	10·64:	0·2	4

1	2	3	4	5	6	7	8
−22°	251	6270	F5	10·7	10·41	0·3	6
	252	6271	A5	11·4	~11·0	~0·4	6
	253	6272	F8	11·5	>11·0	—	6
	254	6275	F0	11·5	>11·0	—	4
	255	6276	A3	11·4	>11·0	—	5
	256	6280	A3	11·3	>11·0	—	7
	257	6281	F0	10·8	10·61	0·2	8
	258	6285	A0μ	9·3	9·48	−0·2	6
	259	6286	A0μ	10·7	10·58	0·1	7
	260	6289	A5	10·7	10·55	0·1	6
	261	6290	F0	9·8	9·88	−0·1	5
	262	6293	A5	11·0	10·57	0·4	3
	263	6294	A2	11·3	~11·0	~0·3	4
	264	6295	F0	10·6	10·21	0·4	3
	265	6300	F5	11·0	10·57	0·4	3
	266	6301	A0μ	11·2	10·91	0·3	3
	267	6306	F8	10·4	10·15	0·3	3
	268	6307	A3	11·2	10·81	0·4	4
	269	6310	F8	10·7	10·32	0·4	4
	270	6311	A2	11·8	>11·0	—	2
	271	6312	F8	10·8	10·35	0·4	4
	272	6313	A0μ	10·8	10·67	0·1	4
	273	6314	A3	11·4	~11·0	~0·4	4
	274	6315	F0	11·1	10·66	0·4	4
	275	6316	F8	10·7	10·11	0·6	3
	276	6320	F8	11·2	10·69	0·5	4
	277	6325	A2	11·6	11·03	0·6	4
	278	6327	F8(G)	11·0	10·11	0·9	4
	279	6328	A2	10·7	10·44	0·3	4
	280	6329	A5	11·0	10·54	0·5	4
	281	6330	F0	11·6	10·98	0·6	4
	282	6331	A0μ	10·0	9·57	0·4	3
	283	6332	F8	9·1	8·77	0·3	3
	284	6333	F8	11·3	10·70	0·6	2
	285	6337	F8(G)	11·6	10·79	0·8	2
	286	6338	F8	10·0	9·62	0·4	2
	287	6339	F0	11·5	10·80	0·7	2
	288	6341	G0(F8)	9·8	9·12	0·7	2
	289	6342	A2	10·4	9·84	0·6	2
	290	6344	A2	11·1	10·78	0·3	3
	291	6345	A06	10·4	10·05	0·4	3
	292	6346	A3	9·3	8·98	0·3	3
	293	6349	F8	9·7	9·15	0·6	3
	294	6350	A0μ	11·2	10·78	0·4	3
	295	6352	F8	11·2	10·59	0·6	3
	296	6354	F8(G0)	10·1	9·61	0·5	3
	297	6357	F8(G0)	10·0	9·55	0·4	3
	298	6359	A0σ	9·2	9·09	0·1	3
	299	6362	F8σ	11·0	10·59	0·4	3
	300	6363	F5	9·9	9·47	0·2	3
	301	6365	F8	10·6	9·90	0·7	3
	302	6366	F8	11·1	10·36	0·7	3
	303	6368	F8	8·5	8·25	0·3	3
	304	6371	F8	9·6	9·23	0·4	3
	305	6372	A3	11·6	10·90	0·7	4
	306	6374	A2	10·8	10·33	0·5	3
	307	6375	F5	10·4	9·87	0·5	3
	308	6377	F8	9·4	8·74	0·7	4
	309	6378	A2	11·4	10·87	0·5	3
	310	6379	A0σ	11·0	10·47	0·5	3

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

1	2	3	4	5	6	7	8
−22°	311	6380	A2	11·0	10·53	0·5	3
	312	6383	A5	10·2	9·39	0·8	3
	313	6384	F5	9·4	8·88	0·5	3
	314	6385	A3	10·9	10·20	0·7	4
	315	6387	A3	9·8	9·23	0·6	5
	316	6388	A2	9·2	8·89	0·3	4
	317	6390	Aoμ	11·0	10·55	0·4	4
	318	6391	Aoμ	9·7	9·36	0·3	4
	319	6394	B8σ	9·2	9·21	0·0	4
	320	6395	F8	10·8	10·00	0·8	4
	321	6396	A3	10·9	10·34	0·6	3
	322	6397	F8	11·0	10·27	0·7	4
	323	6398	Fo	11·3	10·38	0·9	4
	324	6399	Ao6	8·5	8·32	0·2	4
	325	6400	A5	11·1	10·47	0·6	3
	326	6401	B8σ	8·6	8·58	0·0	4
	327	6403	Aoμ	10·5	9·81	0·7	5
	328	6404	Aoσ	10·3	10·69	0·6	3
	329	6405	A5	8·3	7·98	0·3	4
	330	6408	F8	11·0	10·20	0·8	3
	331	6409	F5	10·9	10·18	0·7	3
	332	6410	F8(Go)	8·9	8·28	0·6	4
	333	6413	A2	11·0	10·45	0·5	5
	334	6414	A3	11·3	10·42	0·9	5
	335	6416	B8	9·6	9·00	0·6	5
	336	6421	Fτ-	9·6	9·38	0·2	5
	337	6422	F8	10·9	10·01	0·9	5
	338	6424	F8	9·9	9·17	0·7	5
	339	6425	A2	10·9	9·89	1·0	5
	340	6427	B8σ	8·5	8·49	0·0	5
	341	6428	F8	10·4	9·62	0·8	5
−23°	342	6396	B8σ	7·6	7·78	−0·2	5
	343	6398	F	11·1	10·70	0·4	3
	344	6399	F8	9·8	9·65	0·1	5
	345	6400	Aoμ	10·8	10·56	0·2	5
	346	6402	Aoσ	8·6	8·55	0·0	5
	347	6405	F8	10·5	10·30	0·2	5
	348	6408	Aoμ	10·4	10·38	0·0	5
	349	6410	F8	9·3	9·54?	−0·1	5
	350	6412	A2	11·1	10·93?	0·2	3
	351	6413	F8	10·1	10·09	0·0	6
	352	6416	F8	10·2	10·02	0·2	7
	353	6418	A5	8·9	9·07	−0·2	7
	354	6420	F5	10·3	10·28	0·0	7
	355	6421	F8	11·2	~11·0	~0·2	5
	356	6422	Aoσ	10·2	10·34	−0·1	4
	357	6424	Aκ	11·5	>11·0	—	6
	358	6425	Fo	10·7	10·76?	−0·1	6
	359	6426	Fo	10·4	10·40	0·0	7
	360	6427	F8	10·7	10·43	0·3	7
	361	6430	A3	10·7	10·48	0·2	7
	362	6433	F5	9·2	9·39	−0·2	7
	363	6434	A2	10·2	10·44	−0·2	7
	364	6435	Fo	10·1	10·23	−0·1	7
	365	6437	F2	10·8	10·78?	0·0	7
	366	6439	A5	8·1	8·21	−0·1	8
	367	6442	F5	10·6	10·48	0·1	6
	368	6444	A5	10·8	10·66	0·1	7
	369	6445	F8	10·5	10·26	0·2	7
	370	6446	F8	9·9	9·68?	0·2	5

1	2	3	4	5	6	7	8
−23°	371	6448	F5	10·1	10·22	−0·1	5
	372	6449	Aoμ	11·0	~11·0	~0·0	5
	373	6450	A3	8·4	8·32	0·1	4
	374	6452	Aoμ	10·9	10·71	0·2	3
	375	6453	A2	10·9	10·79	0·1	3
	376	6457	Aoμ	11·3	11·14	0·2	2
	377	6458	F5	9·8	9·76	0·0	3
	378	6459	A5	10·1	9·96	0·1	3
	379	6461	Aoμ	10·7	10·49	0·2	3
	380	6462	F8	8·7	8·65	0·0	3
	381	6463	Fo	10·6	10·28	0·3	3
	382	6467	Aoμ	10·7	10·58	0·1	3
	383	6468	F8(G)	10·8	10·36	0·4	3
	384	6469	A3	11·2	10·82	0·4	3
	385	6470	F2	10·5	10·18	0·3	3
	386	6471	A5	11·0	10·53	0·5	3
	387	6473	F8	10·9	10·56	0·3	3
	388	6475	A2	11·1	10·88	0·2	2
	389	6481	F8	11·1	10·54	0·6	3
	390	6482	F5	10·3	10·22	0·1	3
	391	6483	F2	10·6	10·37	0·2	4
	392	6484	A2	10·5	10·28	0·2	4
	393	6486	Fo	11·3	10·98	0·3	2
	394	6487	F2	10·8	10·48?	0·3	3
	395	6492	B8σ	8·7	8·93	−0·2	2
	396	6497	F8	9·7	9·40	0·3	2
	397	6498	F8	8·2	7·97	0·2	3
	398	6501	Aoμ	9·6	9·65	−0·0	3
	399	6504	A3	10·0	9·94	0·1	4
	400	6505	F8	10·5	10·25	0·3	4
	401	6506	F8	9·8	9·47	0·3	3
	402	6507	Aoμ	10·5	10·46	0·0	3
	403	6509	F8	10·1	10·09	0·0	3
	404	6512	A3	10·6	10·46	0·1	3
	405	6513	A3	10·1	9·86	0·2	4
	406	6514	A2	11·3	10·98	0·3	4
	407	6515	Aoσ	10·3	10·29	0·0	4
	408	6516	Aoμ	11·5	11·18?	0·3	4
	409	6517	F8	11·4	10·90	0·5	4
	410	6518	Aoμ	10·9	10·84	0·1	3
	411	6520	Fo	11·5	9·24	2·3	4
	412	6525	F5	11·6	10·91	0·7	4
	413	6527	A3	10·9	10·65	0·2	3
	414	6528	A2	11·2	10·91	0·3	3
	415	6529	A2	10·6	10·41	0·2	4
	416	6531	A3	11·1	11·04?	0·1	4
	417	6532	F5	11·2	10·60	0·6	3
	418	6534	Aoμ	10·2	10·31	−0·1	4
	419	6536	Aoμ	9·1	9·11	0·0	4
	420	6537	F8	11·0	10·90	0·1	4
	421	6538	A2	10·6	10·40	0·2	4
	422	6540	F8	9·8	9·14	0·7	4
	423	6541	F5	10·9	10·63	0·3	4
	424	6543	F8	10·6	10·14	0·5	4
	425	6545	F8:	11·6	10·96	0·6	3
	426	6546	F8	10·8	10·27	0·5	3
	427	6548	Fo	10·8	10·59	0·2	4
	428	6549	Aoσ	11·8	10·91	0·9	4
	429	6551	A3	8·0	8·10?	−0·1	2
	430	6552	F8	11·1	10·78	0·3	3

1	2	3	4	5	6	7	8
−23°	431	6553	F5	11·5	10·82	0·7	3
	432	6554	F8	10·9	10·46	0·4	3
	433	6555	F8	11·3	10·58	0·7	3
	434	6556	Ao	10·9	10·61	0·3	3
	435	6557	A5	11·1	10·91	0·2	3
	436	6558	F8	11·4	10·86	0·5	2
	437	6559	A2	10·1	9·64	0·5	2
	438	6562	Aoμ	11·2	10·79	0·4	3
	439	6563	F5	11·3	10·57	0·7	3
	440	6565	A5	9·7	9·28	0·4	3
	441	6566	A2	9·6	9·64	0·0	3
	442	6571	F8(Go)	9·6	9·25	0·4	3
	443	6572	A3	10·6	9·74	0·9	3
	444	6574	A3	11·4	10·84	0·6	3
	445	6575	Fo	10·3	9·91	0·4	4
	446	6576	A3	11·3	10·82	0·5	3
	447	6582	A2	10·9	10·42	0·5	4
	448	6583	Aoσ	11·0	10·74	0·3	3
	449	6581	F8	11·0	10·22	0·8	4
	450	6586	Aoσ	10·2	9·81	0·4	3
	451	6587	B8σ	9·4	8·63	0·8	4
	452	6589	A2	10·4	9·99	0·4	4
	453	6590	F5	8·3	8·09	0·2	2
	454	6591	A5	9·2	8·98	0·2	4
	455	6593	A2	11·2	0·69	0·5	4
	456	6595	F5	10·5	10·07	0·4	4
	457	6598	A3	10·2	[illegible]·50	0·7	4
	458	6602	B8σ	8·9	8·77	0·1	4
	459	6606	F8	11·0	10·31	0·7	4
	460	6608	Aoμ	10·8	10·23	0·6	5
	461	6609	F8(Go)	9·1	8·33	0·8	5
	462	6611	A2	10·2	9·76	0·4	4
	463	6613	A3	10·9	10·04	0·[illegible]	6
	464	6616	F8	10·9	10·17	0·7	5
	465	6617	F2	10·8	10·02	0·8	5
	466	6618	Aoμ	10·9	10·35	0·6	6
	467	6619	Aoμ	10·8	10·26	0·5	6
	468	6620	F5	8·5	8·12	0·4	6
	469	6621	Fo	11·4	10·51	0·9	5
	470	6622	Aoσ	10·3	9·95	0·3	5
	471	6624	Aκ	11·0	10·61	0·4	-
	472	6625	A5	9·8	9·15	0·6	4
	473	6626	Fo	9·8	9·05	0·8	5
	474	6628	Aoσ	11·5	10·51	1·0	4
	475	6630	A μ	9·9	9·25	0·7	5
	476	6631	B5τ	8·1	7·84	0·3	6
	477	6632	A3	11·5	10·46	1·0	6
	478	6633	A3	10·7	9·70	1·0	5
	479	6635	F8	11·3	10·27	1·0	[illegible]
	480	663[illegible]	Bτ	9·7	9·00	0·7	5
	481	6638	F8σ	10·7	10·07	0·6	5
	482	6639	A2	10·9	9·99	0·9	6
	483	6641	Aoμ	10·7	10·03	0·7	4
	484	6643	F8	10·9	10·03	0·9	4
	485	6644	A2	11·0	10·21	0·8	5
	486	6645	F8	10·9	10·07	0·8	3
	487	6646	A5	8·1	7·86	0·2	3
	488	6647	A3	0·8	8·92	0·9	2
	489	6649	Aoμ	11·2	10·68	0·5	3
	490	6652	Fo	8·2	7·82	0·4	2

1	2	3	4	5	6	7	8
−23°	491	6653	Aoμ	10·9	10·12	0·8	2
	492	6654	F8	10·9	9·94	1·0	2
	493	6657	A5	8·2	7·81	0·4	2
	494	6658	F8(Go)	10·69	9·00	1·6	2
	495	6659	Aoμ	11·4:	10·40	1·0	2
	496	6660	Aoμ	10·9	9·82	1·1	2
	497	6661	B8σ	8·4:	7·98	0·4	2
	498	6662	Fo	10·7	9·58	1·1	4
	499	6663	F8	10·8	9·86	0·9	2
	500	6665	F8	10·5:	9·57	0·9	4
	501	6666	Aoμ	11·2	10·40?	0·8	2
	502	6668	B8σ	11·0	10·20	0·8	4
	503	6670	A5	10·5	9·51	1·0	4
	504	6671	A3	10·9	9·96	0·9	5
	505	6672	F5	11·1	10·22	0·9	5
	506	6673	F	11·4	10·59	0·8	3
	507	6674	Aoσ	10·9	10·33	0·6	3
	508	6675	F5	10·5	9·47	1·0	4
	509	6676	B8σ	10·6	9·91	0·7	4
	510	6678	Aoσ	10·1	9·55	0·5	2
	511	6679	A2	11·2	10·60	0·6	4
	512	6680	F2	8·5	7·91	0·6	4
	513	6681	Aoμ	11·6	10·74	0·9	4
	514	6683	B8σ	10·1	9·43	0·7	3
	515	6684	A3	11·3	10·38	0·9	4
	516	6685	A2	11·7	11·09?	0·6	2
	517	6686	Aoμ	10·6	10·24	0·4	4
	518	6687	F8	11·1	10·27	0·8	4
	519	6689	A5	11·5	10·94	0·6	4
	520	6691	A3	9·1	8·50	0·6	3
	521	6693	—	11·5	10·14?	1·4	3
	522	6694	A2	11·7	10·96?	0·7	2
	523	6695	A3	11·7	11·05	0·7	2
	524	6698	Aoσ	10·8	10·78	0·0	2
	525	6700	B5τ-	8·4	8·30?	0·1	2
	526	6701	F8	11·0	9·24	1·8	2
	527	6703	B5τ-	11·2	10·74	0·5	2
	528	6704	Aoμ	11·6	10·94	0·7	2
	529	6705	A5	11·6	11·09	0·5	2
	530	6708	B8σ	11·4	10·09	0·5	2
	531	6711	B8σ	10·5	10·14	0·4	3
	532	6712	Bτ-	9·9	9·05	0·9	2
	533	6713	F8	11·0	10·26	0·7	3
	534	6714	Fo	11·4	10·37	1·0	2
	535	6715	B5τ-	9·8	9·66	0·1	3
	536	6716	B8σ	11·5	11·01	0·5	3
	537	6717	Aκ	11·4	9·49	1·5	2
	538	6719	Ao6	10·4	10·06	0·3	3
	539	6720	A3	10·4	9·68?	0·7	3
	540	6721	A2	10·6	10·02	0·6	2
	541	6722	B5τ-	9·7	9·54	0·2	2
	542	672[illegible]	[illegible]	10·7	10·20	0·5	2
	543	6724	A2	10·6	10·21	0·4	2
	544	6725	A σ	11·0	10·25	0·8	2
	545	672[illegible]	A3	11·5	10·98	0·5	3
	546	6728	B[illegible]	10·6	9·56	1·0	2
	547	6729	Aoσ	10·0	9·50	0·5	2
	548	6730	A2	11·6	11·08?	0·5	2
	549	6731	A2	11·0	10·78	0·2	3
	550	673[illegible]	A2	10·9	10·40	0·5	2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

1	2	3	4	5	6	7	8
—23°	551	6734	F	11·5	10·80	0·6	3
	552	6735	B8σ	var?	9·59	—	2
	553	6736	Aoσ	11·0	10·55	0·5	2
	554	6737	B8σ	8·5	8·30	0·2	3
	555	6741	Bτ	10·2	9·67	0·5	3
	556	6742	A2	9·6	9·16	0·4	2
	557	6744	A3	10·5	9·98	0·5	3
	558	6745	Bτ-	8·2	8·32	—0·1	2
	559	6747	Fo	11·4	10·64	0·8	3
	560	6748	F	11·8	10·75?	1·0	2
	561	6752	A3	10·9	10·42	0·5	2
	562	6754	A3	10·1	9·76	0·3	2
	563	6756	A3	11·4	10·90	0·5	5
	564	6757	Aoμ	11·0	10·46	0·5	4
	565	6758	Bτ	6·7:n	7·27	—0·6	3
	566	6763	F8	10·6	9·82	0·8	4
	567	6764	Aoμ	10·2n	9·92	0·3	3
	568	6765	B8σ	11·0	10·51?	0·5	5
	569	6767	F	11·5	10·58	0·9	5
	570	6769	A3	11·9	10·99	0·9	4
	571	6771	Aoσ	10·9	9·90	1·0	3
	572	6773	Aϰ	11·6	10·91	0·7	2
	573	6774	—	11·7	11·20	0·5	2
	574	6778	Aoσ	11·0	10·91	0·1	3
	575	6779	—	11·4	10·81	0·6	2
	576	6781	Aoσ	8·5	8·48	0·0	4
	577	6782	A2	10·8	10·19	0·6	4
	578	6783	B8σ	8·6	8·63	0·0	4
	579	6785	Aoσ	10·7	10·49	0·2	5
	580	6786	B5τ	9·8	9·38	0·4	4
	581	6789	A2	11·5	>11·0	—	4
	582	6790	Fo	11·2	10·48	0·7	5
	583	6791	Aoμ	11·3	10·68?	0·6	2
	584	6792	A2	11·6	~11·0	~0·6	5
	585	6793	A5	11·5	11·04?	0·5	4
	586	6794	B5τ	10·4	10·00	0·4	5
	587	6797	A3	11·4	10·81?	0·6	4
	588	6799	Bτ	9·7	9·30	0·4	5
	589	6800	A2	11·1	10·51	0·6	5
	590	6801	B5τ-	9·2	9·06	0·1	5
	591	6802	F8	11·5	10·73?	0·8	3
	592	6805	Ao6	11·4	11·06?	0·3	4
	593	6806	Aoμ	11·0	10·47?	0·5	5
	594	6807	F8	10·9	10·43	0·5	3
	595	6808	A5	10·0	9·41	0·6	5
	596	6810	Aϰ	11·3	10·19	1·1	5
	597	6813	—	11·5	10·32	1·2	2
	598	6814	—	11·6	10·64	1·0	4
	599	6815	Bτ-:	10·6	9·56	1·0	2
	600	6816	Bτ-	8·2	8·12	0·1	5
	601	6817	Fo	11·5	>11·0	—	4
	602	6819	F8	11·5	10·06?	1·4	5
	603	6821	Aoμ:	11·7	10·78	0·9	3
	604	6822	Aoσ	11·0	10·40	0·6	5
	605	6824	A2	10·9	10·61	0·3	5
	606	6825	F	12·0	11·06	0·9	4
	607	6826	F	11·3	10·10	1·2	4
	608	6827	A3	11·7	10·74	1·0	3
	609	6828	Aoμ	11·3	10·96?	0·3	3
	610	6829	F8	10·4	9·47	0·9	5
—23°	611	6833	Aoσ.	11·1	10·69	0·4	5
	612	6834	Bτ	10·9	9·40?	0·5	2
	613	6836	Aoμ	11·1	10·80	0·3	3
	614	6837	Aoσ	11·4	10·95?	0·4	3
	615	6843	Aoμ	11·6	10·99?	0·6	3
	616	6845	—	10·8	9·44	1·4	3
	617	6846	—	10·9	9·19	1·7	4
	618	6850	Fo	9·7	9·05	0·7	4
	619	6852	F	11·5	11·16	0·3	2
	620	6854	F8(Go)	11·0	10·45	0·6	4
	621	6857	B8σ	7·7	7·77	—0·1	4
	622	6860	Aoσ	10·5	10·16?	0·3	5
	623	6863	B5τ	9·9	9·52	0·4	5
	624	6865	Fo	11·1	10·32	0·8	5
	625	6868	Aoσ	11·3	11·00	0·3	3
	626	6871	B8σ	10·5	10·20	0·3	4
	627	6872	F8	10·6	9·77	0·8	4
	628	6873	Fo	11·3	10·90	0·4	5
	629	6874	B5τ-:	10·5	10·03	0·5	4
	630	6875	B8σ	9·9	9·55	0·3	4
	631	6876	Aoμ	11·0	10·60	0·4	4
	632	6878	F	10·9	10·35	0·5	3
	633	6879	—	12·0	10·66	0·3	3
	634	6881	Aoμ	10·5	10·07	0·4	2
	635	6883	Aϰ	11·0	10·79	0·2	4
	636	6885	Aϰ	12·0	11·0	—	2
	637	6888	A2	8·1	7·77	0·3	4
—24°	638	5751	F8(Go)	8·7	8·68	0·0	2
	639	5753	A3	9·8	9·90	—0·1	2
	640	5755	B8σ	8·4	8·79	—0·4	2
	641	5757	B5	9·7	9·58	0·1	2
	642	5758	A2	10·2	10·30	—0·1	2
	643	5766	A2	8·9	9·14	—0·2	2
	644	5767	Aoμ	10·7	10·76	—0·1	2
	645	5768	F8	8·1	8·00	0·1	2
	646	5770	Go	10·2	10·09	0·1	3
	647	5771	F8	10·1	9·91	0·2	4
	648	5772	A3	8·1	8·28	—0·2	2
	649	5775	Aoμ	10·5	10·43	0·1	3
	650	5776	F5	9·2	9·08	0·1	3
	651	5778	A2	8·9	9·03	—0·1	3
	652	5779	F8	10·8	10·42	0·4	3
	653	5780	Aoμ	10·5	10·42	0·1	3
	654	5781	Aoμ	9·9	9·74	—0·1	3
	655	5783	Aoμ	8·6	8·80	—0·3	2
	656	5787	F5	9·8	9·69	0·1	2
	657	5788	Aoσ	8·2	8·39	—0·2	2
	658	5789	B8σ	10·5	10·50	0·0	2
	659	5792	F8	10·7	10·01	0·7	2
	660	5793	A3	10·6	10·52	0·1	2
	661	5794	Aoμ	11·0	10·71	0·3	2
	662	5797	A2	10·6	10·48	0·1	2
	663	5799	Bτ-	9·1	9·24	—0·1	2
	664	5802	Fo	10·6	10·24	0·4	2
	665	5806	F2	9·7	9·40	0·3	2
	666	5807	Fo	9·6	9·54	0·1	2
	667	5808	F5	10·2	9·99	0·2	2
	668	5809	B8σ	8·2	8·49	—0·3	2
	669	5810	F8	10·4	10·00	0·3	2
	670	5811	Aoσ	9·6	9·02	0·0	2

1	2	3	4	5	6	7	8
—24°	671	5812	Aoσ	9·2	9·00	0·2	2
	672	5814	Go	10·2	9·46	0·7	2
	673	5815	A2	10·0	9·87	0·1	2
	674	5816	Aoμ	10·0	9·68	0·3	2
	675	5817	Aoσ	11·0	10·70	0·3	2
	676	5818	A2	9·4	9·15	0·3	2
	677	5822	A5	11·1	10·69	0·4	3
	678	5823	A2	11·2	10·92	0·3	3
	679	5828	Aϰ	11·5	10·78	0·7	2
	680	5829	F8	10·8	10·37	0·4	3
	681	5831	Aoσ	10·2	10·08	0·1	3
	682	5833	F5	8·4	8·18	0·2	3
	683	5835	A2	10·7	10·30	0·4	4
	684	5836	F8	10·2	9·88	0·3	4
	685	5837	Aoμ	10·6	10·26	0·3	4
	686	6838	A3	10·9	10·61	0·3	4
	687	5840	F5	10·4	10·09	0·3	4
	688	5841	A3	11·5	10·81	0·7	4
	689	5842	F8	9·8	9·51	0·3	4
	690	5845	Aoμ	11·5	10·64	0·9	3
	691	5846	Fo	10·8	10·49	0·3	3
	692	5847	F8	9·4	9·16	0·2	3
	693	5848	F8	10·7	9·79	0·9	2
	694	5849	A2	9·3	9·22	0·1	3
	695	5850	F8	10·7	9·88	0·8	2
	696	5851	Aoσ	9·6	9·25	0·4	2
	697	5852	Aoσ	9·1	9·06	0·0	2
	698	5853	A2	10·8	10·51	0·3	2
	699	5856	A3	11·3	10·51	0·8	3
	700	5857	F5	9·2	9·12	0·1	3
	701	5858	A3	11·6	10·80	0·8	3
	702	5860	Aoσ	11·2	10·78	0·4	3
	703	5861	F8	10·8	10·08	0·7	2
	704	5863	F8(Go)	9·6	9·05	0·6	4
	705	5864	—	11·5	9·18	2·3	4
	706	5865	F8(Go)	11·5	10·70	0·8	5
	707	5866	F8	10·9	10·37	0·5	5
	708	5868	B8σ	8·8	8·71	0·1	5
	709	5869	F5	9·8	9·44	0·4	5
	710	5872	Aoσ	9·6	9·47	0·1	5
	711	5874	A2	11·2	10·77	0·4	5
	712	5875	F8	10·2	9·60	0·6	5
	713	5877	Fo	11·4	10·73	0·7	5
	714	5878	A5	8·5	8·36	0·1	5
	715	5879	F8	11·6	10·85	0·8	4
	716	5880	Aoμ	10·9	10·49	0·4	5
	717	5881	F8	11·6	10·74	0·9	5
	718	5883	F2	11·0	10·52	0·5	5
	719	5884	A3	9·8	9·54	0·3	5
	720	5885	Aoμ	11·4	10·76	0·6	5
	721	5886	Go	10·1	9·58	0·5	5
	722	5887	A3	11·0	10·60	0·4	5
	723	5889	Aϰ	11·6	10·71	0·9	5
	724	5891	B8σ	8·3	8·19	0·1	5
	725	5892	Fo	11·6	10·83	0·8	5
	726	5893	F8	11·8	10·99	0·8	5
	727	5896	Aϰ	11·4	10·63	0·8	6
	728	5897	A5	11·0	10·38	0·6	5
	729	5901	A2	9·2	8·75	0·4	5
	730	5902	F8	9·8	9·35	0·4	6
—24°	731	5904	Fo	11·2	10·63	0·6	6
	732	5906	Go	8·8	8·20	0·6	6
	733	5907	F8	8·8	8·29	0·5	5
	734	5908	F8(Go)	10·2	9·50	0·7	6
	735	5909	F5	10·2	9·44	0·8	8
	736	5910	Aoμ	11·7	9·75	1·9	4
	737	5914	F5	8·2	7·65?	0·6	2
	738	5916	F8	9·1	8·58	0·5	9
	739	5917	F5	10·1	9·46	0·6	9
	740	5918	F5	11·0	10·30	0·7	9
	741	5920	B8σ	9·0	8·42	0·6	9
	742	5922	Aoμ	10·9	10·09	0·8	10
	743	5923	A2	11·1	10·38	0·7	9
	744	5924	F8	10·8	10·04	0·8	10
	745	5925	A2	11·6	10·81	0·8	7
	746	5926	F8	11·5	10·91	0·6	6
	747	5927	B8σ	10·0	9·55	0·4	6
	748	5928	B8σ	10·8	10·18	0·6	7
	749	5929	F8	11·5	10·49	1·0	7
	750	5930	Fo	11·5	10·69	0·8	7
	751	5931	F8	10·8	9·82	1·0	7
	752	5932	F8	11·2	10·22	1·0	6
	753	5935	Bτ	10·6	9·64	1·0	7
	754	5936	F8	11·2	10·30	0·9	6
	755	5937	F	11·7	9·91	1·8	6
	756	5941	F8	11·4	10·46	0·9	7
	757	5943	A5	11·5	10·35	0·9	6
	758	5945	Bτ	11·6	10·34	1·3	5
	759	5946	B8σ	10·2	9·91	0·3	5
	760	5948	A2	11·5	10·79?	0·7	4
	761	5951	F5	9·9	9·30	0·6	4
	762	5954	A2	10·5	9·83	0·7	3
	763	5955	F8	11·2	10·40	0·8	4
	764	5956	B5τ-	11·0	10·54	0·5	5
	765	5957	F8	11·0	10·16	0·8	4
	766	5958	A2	11·2	10·63	0·6	5
	767	5960	Aoμ	11·0	10·57?	0·4	4
	768	5961	Aoσ	10·1	9·64	0·5	4
	769	5962	Bτ	10·6	9·76?	0·8	4
	770	5963	B8σ	9·7	9·27	0·4	4
	771	5964	Aoμ	9·8	9·27	0·5	3
	772	5967	A3	11·1	10·29	0·8	4
	773	5969	F8	11·5	10·71	0·8	3
	774	5970	F8	10·7	10·09	0·6	3
	775	5974	F8	11·7	10·79	0·9	3
	776	5975	Aoμ	11·3	10·72	0·6	4
	777	5976	A2	10·8	10·10	0·7	4
	778	5977	B5τ-	10·8	10·14	0·7	4
	779	5979	B8σ	9·2	8·63	0·6	2
	780	5980	Bτ-	11·0	10·06	0·9	3
	781	5981	Aoσ	11·7	10·78	0·9	2
	782	5982	Aoμ	10·3	9·94	0·4	3
	783	5983	Aoμ	11·6	10·96?	0·6	2
	784	5988	A3	11·8	10·76	1·0	2
	785	5989	Aoμ	11·3	10·59	0·7	3
	786	5990	A5	10·8	9·90	0·9	3
	787	5992	B8σ	10·0	9·60	0·4	3
	788	5993	Aoμ	8·8	8·30	0·5	2
	789	5995	Bτ-	9·6	9·19	0·4	4
	790	5996	Bτ	9·2	8·55	0·6	4

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

1	2	3	4	5	6	7	8
—24°	791	5997	Bτ	11·5	10·81	0·7	4
	792	5998	B5τ-	11·2	10·40	0·8	4
	793	6000	Aoμ	10·4	9·93	0·5	4
	794	6001	F2	10·0	9·25	0·8	4
	795	6002	B8σ	10·4	9·94	0·5	4
	796	6003	B5τ-	10·8	10·27	0·5	2
	797	6004	F8	11·7	10·74	1·0	2
	798	6005	Aoμ	11·4	10·65	0·8	3
	799	6006	Aoμ	11·0	10·51	0·5	2
	800	6007	A5	11·3	10·50	0·8	2
	801	6008	Aoμ	11·0	10·71	0·3	2
	802	6009	Aoμ	11·7	11·04	0·7	2
	803	6010	Bτ-	11·2	10·44	0·8	3
	804	6011	Bτ-	11·2	10·05	1·2	3
	805	6012	Aϰ	11·5	10·86	0·6	2
	806	6014	B5τ-	10·0	9·47	0·5	3
	807	6015	Aoμ	11·2	10·66	0·5	3
	808	6018	Aσ	11·8	10·16	1·6	2
	809	6021	B5τ-	10·1	9·61	0·5	3
	810	6023	A2	11·4	10·54	0·9	2
	811	6025	Fo	11·4	10·49	0·9	3
	812	6026	B8σ	10·0	9·48	0·5	3
	813	6027	A2	11·7	10·96	0·7	2
	814	6028	B8σ	9·9	9·12	0·8	2
	815	6030	Aoμ	10·8	10·30	0·5	3
	816	6031	F8	11·4	10·52	0·9	3
	817	6032	A5	10·6	9·21	1·4	3
	818	6033	B5τ-	10·5	9·93	0·6	3
	819	6034	A3	10·9	10·20:	0·7	3
	820	6035	B5τ-	11·5	10·69	0·8	3
	821	6039	Aoμ	11·7	11·00	0·7	3
	822	6040	B5τ-	8·8	8·72	0·1	3
	823	6041	A3	11·8	10·84	1·0	2
	824	6042	F	11·8	11·0	0·8	3
	825	6043	F8	11·7	10·32	1·4	3
	826	6044	Aoμ	11·2	10·60	0·3	2
	827	6047	Aoσ	10·5	10·04	0·5	3
	828	6048	Aoμ	11·3	10·69	0·6	3
	829	6049	Aoμ	10·0	9·53	0·5	3
	830	6051	A3	11·0	10·35	0·6	3
	831	6052	A3	10·4	9·53	0·9	3
	832	6053	B8σ	11·0	10·30	0·7	3
	833	6054	Aoμ	11·4	10·85	0·6	2
	834	6055	B5τ-	10·6	10·00	0·6	2
	835	6056	A2	11·5	10·62	0·9	2
	836	6059	B8σ	10·3	9·74	0·6	2
	837	6060	B8σ	9·9	9·62	0·3	2
	838	6061	B8σ	10·6	9·70	0·9	2
	839	6063	Aoμ	11·7	10·51:	1·2	2
	840	6067	A2	11·4	10·67	0·7	2
	841	6068	F8	11·5	10·70	0·8	2
	842	6070	F8	11·3	10·46	0·8	2
	843	6071	A2	11·0	10·30	0·7	2
	844	6072	A5	10·2	9·28	0·9	2
	845	6073	B8σ	10·6	10·10	0·5	2
	846	6074	A3	11·5	10·79	0·7	2
	847	6076	F8:	10·8	9·32	1·5	2
	848	6077	Fo	11·5	10·64	0·9	2
	849	6078	Aoμ	11·4	10·68	0·7	2
	850	6082	A2	11·4	10·56	0·8	2

1	2	3	4	5	6	7	8
—24°	851	6085	Aoμ	11·0	10·45	0·6	2
	852	6086	Aoμ	11·4	10·64	0·8	2
	853	6087	A5	11·0	10·17	0·8	2
	854	6089	F8	11·2	10·27	0·9	2
	855	6090	Bτ-	8·6	8·38	0·2	2
	856	6091	Aoμ	8·7	8·19	0·5	2
	857	6092	B5τ-	8·2	8·14	0·1	2
	858	6093	B8σ	8·8	8·55	0·2	2
	859	6094	Aoμ	11·7	10·85	0·9	2
	860	6097	B8σ	9·7	9·16	0·5	2
	861	6099	Aoμ	10·8	9·64	1·2	2
	862	6101	F8	10·7	9·76	0·9	2
	863	6102	A2	11·4	10·73	0·7	2
	864	6105	B8σ	8·2	7·99	0·2	2
	865	6107	Bτ	10·6	8·38	2·2	2
	866	6108	Aoμ	10·1	9·64	0·5	2
	867	6110	Aoμ	11·1	10·27	0·8	2
	868	6113	A3	11·5	11·04	0·5	3
	869	6115	F8	11·7	~11·0	0·7	4
	870	6116	F8	11·4	10·45	1·0	4
	871	6117	Aoμ	10·4	9·88	0·5	3
	872	6120	Aoμ	10·0	9·59	0·4	4
	873	6122	Aoσ	9·7	9·39	0·3	4
	874	6123	Aoμ	10·8	10·42	0·4	4
	875	6125	B8σ	10·1	9·79	0·3	3
	876	6127	Aϰ	10·8	9·97	0·8	3
	877	6129	F8	11·8	10·94	0·9	4
	878	6133	Fo	10·6n	9·72	0·9	4
	879	6134	A3	10·5	9·86	0·6	4
	880	6135	A2	11·2	10·44	0·8	3
	881	6136	F8	10·7	9·90	0·8	4
	882	6138	F	11·1	10·04	1·1	4
	883	6139	Aoμ	11·4n	10·65	0·8	4
	884	6142	Fo	11·0n	10·06	0·9	4
	885	6145	B8σ	10·2	9·79	0·4	4
	886	6146	Bτ	7.6:n	7·07	0·5	3
	887	6148	A3	10·5	9·81	0·7	4
	888	6149	—	10·9	9·89	1·0	4
	889	6150	B5τ-	11·0n	10·25	0·8	4
	890	6151	F5	11·6n	10·64	1·0	4
	891	6154	Bτ-	9·2n	8·70	0·5	4
	892	6156	Bτ-	9·6n	8·72	0·9	4
	893	6157	Bτ	8·6	7·47	1·1	4
	894	6159	F8	11·4n	10·44	1·0	4
	895	6160	Bτ	10·4	9·60	0·8	4
	896	6163	B5τ-	9·2n	8·60	0·6	4
	897	6166	—	11·6n	10·73	0·9	3
	898	6169	Bτ	8·1n	7·18	0·9	2
	899	6171	—	10·5	9·50	1·0	4
	900	6172	B5τ-	9·2n	8·02	1·2	4
	901	6174	Bτ-	10·0:n	9·03	1·0	4
	902	6176	Bτ-	10·6n	9·85	0·8	4
	903	6177	Bτ-	9·5n	8·84	0·7	4
	904	6178	B5τ-	8·6	8·44	0·2	4
	905	6179	Bτ-	10·1n	9·30	0·8	4
	906	6180	F8	9·4n	8·41	1·0	4
	907	6181	A2	11·0	10·52	0·5	4
	908	6182	Bτ-	9·cn	8·30	0·7	4
	909	6183	—	11·3n	9·73	1·6	3
	910	6184	—	11·7n	10·23:	1·5	2

1	2	3	4	5	6	7	8
—24°	911	6185	F:	10.9n	10·03	0·9	3
	912	6186	B5τ-	9.2n	8·63	0·6	4
	913	6187	A3	10.7n	10·04	0·7	4
	914	6188	A2	11·4	10·72	0·7	4
	915	6192	A3	10·8	10·09	0·7	4
	616	6193	—	11·4	9·41	2·0	3
	917	6194	Bτ-	7·2	7·33	—0·1	4
	918	6195	A2	11·2	10·37	0·8	4
	919	6196	—	11·5	10·57	0·9	4
	920	6198	Aoμ	10·8	10·14:	0·7	4
	921	6199	Aϰ	11·5	10·72	0·8	4
	922	6200	B5τ-	10·6	10·06	0·5	4
	923	6201	Bτ	6·8	6·9	—0·1	3
	924	6202	Aϰ	11·5	>11·0	—	4
	925	6203	B5τ-	9·6	9·15	0·4	4
	926	6205	A3	11·3	10·75	0·6	4
	927	6208	Bτ	7·6	7·70	—0·1	4
	928	6209	A2	10·4	9·97	0·4	4
	929	6210	A3	11·3	10·61	0·7	3
	930	6211	F8	11·7	10·47	1·2	3
	931	6212	Fo	11·6	~11·0	~0·6	4
	932	6217	Aoμ	9·2	8·90	0·3	4
	933	6218	A3	11·5	~11.0?	~0·5	3
	934	6219	Aϰ	11·8	~11.0?	~0·8	3
	935	6220	A3	11·4	10·72:	0·7	3
	936	6221	Aoη	11·3	10·71	0·6	4
	937	6222	Aoσ	9·6	9·12	0·5	4
	938	6226	B8σ	11·3	10·70	0·6	4
	939	6227	A2	11·3	10·36	0·9	3
	940	6228	B8σ	11·0	10·80	0·2	4
	941	6230	F8	11·5	10·96	0·5	2
	942	6232	F8(G)	11·0	10·27	0·7	3
	943	6233	—	11·4	9·92:	1·5	2
	944	6234	A3	10·5	9·44	1·1	4
	945	6236	Aσ	11·5	>11·0	—	3
	946	6238	A2	11·7	>11·0	—	4
	947	6240	—	11·4	10·18	1·2	4
	948	6241	—	11·8	~11·0	~0·8	3
	949	6242	Aoσ	11·0	10·52:	0·5	4
	950	6244	Aoμ	11·4	10·88	0·5	3
	951	6245	Aoσ	10·3	10·92	—0·6	4
	952	6247	Bτ	7·5	7·40	0·1	4
	953	6248	Aoσ	10·3	9·71	0·6	4
	954	6249	Aoσ	10·5	9·57	0·9	3
	955	6250	B8σ	11·1	10·61	0·5	3
	956	6252	B8σ	9·5	8·81	0·7	3
—25°	957	5941	A3	11·5	11·02:	0·5	2
	958	5942	Aoμ	10·9	10·70	0·2	2
	959	5944	F5	11·4	10·64	0·8	2
	960	5946	Aoμ	10·9	10·64	0·3	2
	961	5947	F5	9·6	9·14	0·5	2
	962	5950	Aoμ	10·9	11·02	—0·1	3
	963	5956	F8	11·1	10·66	0·4	2
	964	5957	F8	8·6	8·18?	0·4	2
	965	5958	Fo	9·1	8·88	0·2	3
	966	5959	Aoμ	10·8	10·72	0·1	2
	967	5960	A5	8·5	8·41	0·1	2
	968	5961	Aoσ	9·8	9·57	0·2	3
	969	5968	F2	10·9	10·40	0·5	2
	970	5969	F8	11·6	11·02	0·6	2

1	2	3	4	5	6	7	8
—25°	971	5970	F8	10·4	9·92	0·5	2
	972	5971	Aoμ	10·7	10·34	0·4	2
	973	5972	A2	11·4	10·74	0·7	2
	974	5973	F8	11·6	10·90	0·7	2
	975	5975	Aoμ	10·9	10·59	0·3	2
	976	5976	Aoμ	11·5	10·98	0·5	2
	977	5981	Aoσ	10·8	10·56	0·2	2
	978	5984	A3	11·5	10·80	0·7	2
	979	5986	F8	11·5	10·80	0·7	2
	980	5987	Fo	10·9	10·32	0·6	2
	981	5988	A2	11·4	10·95	0·4	2
	982	5989	F8	11·2	10·59	0·6	3
	983	5990	Aoσ	10·9	10·60	0·3	2
	984	5991	Fo	10·0	9·51	0·5	3
	985	5992	Aoμ	11·3	10·69	0·6	3
	986	5995	Aoσ	11·3	10·77	0·5	5
	987	5997	A5	11·4	10·73	0·7	5
	988	5998	F8	10·5	10·05	0·5	5
	989	6003	A3	11·4	10·96	0·4	5
	990	6005	F8	10·8	10·32	0·5	4
	991	6007	A3	11·1	10·59	0·5	5
	992	6008	Aoσ	9·2	9·03	0·2	5
	993	6014	Fo	11·6	11·02	0·6	5
	994	6016	F8	11·2	10·51	0·7	5
	995	6018	F8	11·6	9·95	1·6	3
	996	6019	F5	10·9	10·46	0·4	5
	997	6020	F8	11·4	10·76	0·6	5
	998	6021	Aϰ	11·4	10·89	0·5	5
	999	6022	F8	11·1	10·18	0·9	5
	1000	6023	F5	11·7	10·82	0·9	4
	1001	6024	A5	11·1	10·35	0·8	5
	1002	6025	A3	11·5	10·84	0·7	4
	1003	6026	Aoμ	11·6	10·90	0·7	5
	1004	6029	F8	11·5	10·72	0·8	5
	1005	6030	F8(Go)	9·9	9·33	0·6	6
	1006	6031	Aoμ	10·3	9·81	0·5	6
	1007	6032	Aoμ	10·6	10·97	0·6	6
	1008	6033	Aoσ	10·2	9·42	0·8	6
	1009	6037	F8	10·2	10·10	0·1	6
	1010	6038	F5	9·2	8·81	0·4	5
	1011	6039	Aoμ	11·4	10·72	0·7	5
	1012	6042	B8σ	10·6	10·05	0·6	5
	1013	6045	F8(Go)	9·8	9·14	0·7	5
	1014	6046	Aoμ	11·3	10·67:	0·6	5
	1015	6047	A2	11·4	10·61	0·8	5
	1016	6050	F8	11·2:	10·06	1·1	5
	1017	6051	Aoσ	10·9	10·14	0·8	4
	1018	6052	—	11·3	10·80	0·5	4
	1019	6053	A3	11·2	10·32	0·9	5
	1020	6054	F	11·4	10·43	1·0	5
	1021	6055	B8σ	10·3	9·73	0·6	5
	1022	6057	A2	11·5	10·65	0·9	5
	1023	6059	A3	11·0	10·41	0·6	4
	1024	6061	Aoσ	11·2	10·51	0·7	5
	1025	6063	B8σ	10·7	10·06	0·6	4
	1026	6064	F8	10·4	9·53	0·9	4
	1027	6065	F8(Go)	11·0	9·75	1·2	4
	1028	6066	A2	11·4	11·00	0·4	3
	1029	6067	F	11·4	10·32	1·1	4
	1030	6068	Aoσ	11·4	10·87	0·5	4

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

1	2	3	4	5	6	7	8
−25°	1031	6069	Aϰ	11·8	11·28?	0·5	2
	1032	6071	Aoσ	9·4	8·97	0·4	4
	1033	6072	B8σ	10·4	10·08	0·3	5
	1034	6073	A3	11·2	10·59?	0·6	5
	1035	6074	F8	10·4	9·65	0·8	4
	1036	6075	Aoσ	11·0	10·56	0·4	5
	1037	6076	F5	11·0	10·34?	0·7	5
	1038	6077	Aoμ	11·2	10·97?	0·2	4
	1039	6078	A5	11·0	10·08	0·9	4
	1040	6079	Aoμ	11·0	10·49	0·5	5
	1041	6080	B5τ-	11·6	~11·1	~0·5	3
	1042	6081	B8σ	11·2	10·61?	0·6	3
	1043	6082	Aoσ	8·6	8·27	0·3	4
	1044	6083	F8	11·5	10·84	0·7	4
	1045	6087	A3	11·8	11·22	0·6	4
	1046	6088	A2	10·6	10·01	0·6	4
	1047	6089	Aoσ	11·2	10·71	0·5	4
	1048	6090	A2	11·4	10·64	0·8	3
	1049	6092	Aoσ	10·6	10·18	0·4	4
	1050	6093	F8	11·5	10·55	0·9	3
	1051	6094	Aoσ	10·4	10·04	0·4	4
	1052	6095	Aoσ	8·6	8·51	0·1	4
	1053	6097	A2	10·8	10·36	0·2	3
	1054	6099	Aoμ	11·5	10·85?	0·7	3
	1055	6100	A2	11·1	10·50	0·6	4
	1156	6101	Aoσ	11·2	10·58	0·6	4
	1057	6103	B8σ	9·4	9·10	0·3	4
	1058	6105	Aϰ	11·7	11·05	0·7	4
	1059	6107	Aoμ	10·7	10·35	0·4	4
	1060	6108	F8	11·3	10·68	0·6	3
	1061	6109	F8	11·9	10·90	1·0	3
	1062	6111	A3	11·7	10·24	1·5	3
	1063	6112	B8σ	9·4	9·22	0·2	4
	1064	6114	Aoσ	11·5	10·08	1·4	4
	1065	6115	A3	11·9	11·25	0·7	3
	1066	6116	A2	11·3	10·71	0·6	4
	1067	6117	A2	11·2	10·39	0·8	5
	1068	6119	A2	11·8	11·07?	0·7	4
	1069	6120	F	11·7	10·66	1·0	4
	1070	6121	Aoσ	10·8	10·17	0·6	3
	1071	6122	A5	10·1	9·31	0·8	3
	1072	6123	F8	11·5	10·86	0·6	3
	1073	6124	Bτ-	10·7	9·94	0·8	3
	1074	6125	A3	11·3	11·03	0·3	3
	1075	6126	Aoσ	10·1	9·89	0·2	3
	1076	6127	Fo	11·8	10·56	1·2	2
	1077	6129	Aoμ	11·4	11·00?	0·4	3
	1078	6130	F8	10·0	9·47	0·5	3
	1079	6131	Aoμ	11·6	10·87?	0·7	3
	1080	6134	A3	11·8	10·97?	0·8	3
	1081	6135	Aoμ	11·4	10·83?	0·6	3
	1082	6136	A3	11·1	10·66	0·4	2
	1083	6137	F	11·8	10·93	0·9	2
	1084	6138	F	11·9	11·06	0·8	3
	1085	6139	Aoμ	11·6	10·94?	0·7	2
	1086	6141	A5	11·4	10·59	0·8	2
	1087	6142	B8σ	9·4	9·04	0·4	3
	1088	6143	Aoμ	11·8	11·06	0·7	2
	1089	6145	A2	10·1	9·77	0·3	3
	1090	6146	F	11·8	10·61?	1·2	3

1	2	3	4	5	6	7	8
−25°	1091	6148	A2	11·6	11·05	0·6	3
	1092	6149	A5	11·4	10·61	0·8	3
	1093	6150	F8(Go)	9·8	8·93	0·9	3
	1094	6151	F	11·8	10·93	0·9	3
	1095	6152	Aoμ	11·6	10·83	0·8	3
	1096	6153	F	11·8	11·01	0·8	3
	1097	6154	B5τ-	11·0	10·37	0·6	3
	1098	6155	F8	11·6	10·96	0·6	3
	1099	6158	A2	11·6	10·93	0·7	3
	1100	6160	A3	11·5	10·51	1·0	2
	1101	6162	Aoσ	10·8	10·26	0·5	3
	1102	6166	A2	11·4	10·97	0·4	3
	1103	6167	F2	10·8	9·38	1·4	2
	1104	6168	Aϰ	11·8	9·60	2·2	3
	1105	6169	Aoσ	11·4	10·66	0·7	2
	1106	6171	B8σ	8·1	7·90	0·2	2
	1107	6172	B8σ	10·0	9·70	0·3	3
	1108	6173	Aoμ	11·2	10·40	0·8	3
	1109	6174	F8	11·0	10·35?	0·6	3
	1110	6175	A3	9·2	8·81	0·4	3
	1111	6176	A2	11·6	11·03	0·6	3
	1112	6177	F	11·7	10·87	0·8	3
	1113	6178	A2	11·6	10·94	0·7	3
	1114	6179	Aoμ	11·7	10·81?	0·5	3
	1115	6181	A3	11·3	10·60	0·7	3
	1116	6183	F8	11·3	10·32	1·0	3
	1117	6184	A5	10·3	9·52	0·8	3
	1118	6185	Aoμ	11·5	10·77?	0·7	3
	1119	6188	F8	11·4	10·41?	1·0	3
	1120	6189	B8σ	10·9	10·42	0·5	3
	1121	6190	F	11·5	10·70	0·8	3
	1122	6191	B8σ	10·1	9·80	0·3	3
	1123	6192	A3	8·9	8·50	0·4	3
	1124	6198	F8	11·8	10·83	1·0	3
	1125	6199	A2	11·9	11·04?	0·9	2
	1126	6200	F	11·8	11·07?	0·7	2
	1127	6202	Fo	11·5	10·65	0·9	2
	1128	6204	Fo	10·2	9·47	0·7	2
	1129	6205	A2	11·0	10·36	0·6	2
	1130	6206	A3	11·8	10·92	0·9	2
	1131	6209	Fo	10·9	9·80	1·1	2
	1132	6210	A3	11·3	10·45	0·9	2
	1133	6211	A2	9·2	8·55	0·6	2
	1134	6214	Bτ	9·8	9·08	0·7	2
	1135	6215	A3	11·4	10·64	0·8	2
	1136	6217	B8σ	8·2	8·01	0·2	2
	1137	6218	Aoσ	10·2	9·72	0·5	2
	1138	6219	B8σ	11·4	10·47?	0·9	2
	1139	6221	A2	11·6	10·63	1·0	2
	1140	6222	B5τ-	9·5	8·46	1·0	2
	1141	6223	B8σ	8·4	8·16	0·2	2
	1142	6224	F8	11·4	10·29	1·1	2
	1143	6225	Aoμ	11·5	11·00	0·5	2
	1144	6226	Boσ	11·3	10·48	0·8	2
	1145	6227	A5	11·4	10·61?	0·8	2
	1146	6228	Aϰ	11·5	10·70?	0·8	2
	1147	6229	A2	11·4	10·58?	0·8	2
	1148	6230	F8	11·5	10·52?	1·0	2
	1149	6232	F8	10·7	9·94	0·8	2
	1150	6234	A3	11·5	10·71?	0·8	2

1	2	3	4	5	6	7	8
−25°	1151	6235	F	11·4	10·79	0·6	2
	1152	6237	A5	11·4	11·07	0·3	2
	1153	6238	B8σ	10·4	9·92	0·5	2
	1154	6239	Aoμ	11·0	10·52	0·5	2
	1155	6241	F5	10·9	9·91	1·0	2
	1156	6242	F8	10·5	9·57	0·9	2
	1157	6244	F8	10·4	9·60	0·8	2
	1158	6247	Aϰ	11·5	10·87	0·7	2
	1159	6248	A2	11·2	10·91	0·3	3
	1160	6249	Aoμ	11·3	10·47?	0·8	3
	1161	6251	B8σ	10·5	10·00	0·5	4
	1162	6252	Aoμ	10·9	10·38	0·5	4
	1163	6253	F8	11·3	10·97	0·3	4
	1164	6254	F8	11·9	10·22	1·7	4
	1165	6258	B8σ	10·0	9·57	0·4	4
	1166	6259	F8	10·5	9·34	1·2	4
	1167	6260	F8	9·0	8·25	0·8	4
	1168	6265	Aoμ	11·6	10·89	0·7	3
	1169	6266	F8	11·3	10·53	0·8	3
	1170	6267	B5τ-	11·1	10·19	0·9	4
	1171	6269	Bτ-	9·2	8·87	0·3	4
	1172	6271	A3	11·2	10·67	0·5	4
	1173	6274	B8σ	9·4	8·95	0·4	4
	1174	6276	B5τ-	9·8	9·22	0·6	4
	1175	6277	Aoσ	10·6	10·20	0·4	4
	1176	6278	A2	11·4	10·57	0·8	4
	1177	6280	A2	10·3	9·67	0·6	4
	1178	6283	B8σ	9·6	9·20	0·4	4
	1179	6285	F	11·8	10·99	0·8	4
	1180	6286	F	11·6	10·71	0·9	4
	1181	6287	—	11·3	10·58	0·7	3
	1182	6288	F2	7·8	7·18	0·6	4
	1183	6289	A3	11·2	10·64?	0·6	4
	1184	6291	B8σ	11·5	10·74	0·8	4
	1185	6293	Aoσ	11·4	10·62	0·8	4
	1186	6294	Aσ	11·8	>11·0	—	3
	1187	6295	F8	11·1	10·17	0·9	3
	1188	6296	A5	11·6	10·79?	0·8	3
	1189	6297	A5	10·5	9·82	0·7	4
	1190	6299	—	11·8	11·09	0·7	3
	1191	6300	Aoμ	10·8	10·41?	0·4	4
	1192	6304	Aoσ	10·0	9·60	0·4	4
	1193	6306	A2	11·5	10·95	0·5	4
	1194	6307	Aoσ	11·0	10·71	0·3	4
	1195	6309	F5	11·2	10·48	0·7	4
	1196	6310	Aoσ	11·0	10·72	0·3	3
	1197	6314	F	11·7	11·04?	0·7	4
	1198	6315	Aoμ	10·5	9·72	0·8	3
	1199	6316	F8	11·7	10·60	1·1	3
	1200	6317	Aoσ	10·9	9·99	0·9	4
	1201	6318	Aoμ	11·2	10·73	0·5	4
	1202	6320	F	11·7	11·02	0·7	4
	1203	6322	Aoσ	11·0	10·47	0·5	4
	1204	6324	F	11·9	10·81?	1·1	3
	1205	6325	Aϰ	11·6	10·27?	1·3	2
	1206	6326	Aϰ	11·5	9·83	1·7	4
	1207	6327	—	11·8	10·92	0·9	3
	1208	6328	Bτ	9·0	8·31	0·7	4
	1209	6331	B8σ	8·6	8·24	0·4	4
	1210	6333	F	11·3	10·49	0·8	4

1	2	3	4	5	6	7	8
−25°	1211	6335	Aoμ	11·6	10·78	0·8	2
	1212	6336	—	11·5	10·71	0·8	4
	1213	6337	—	11·9	10·19	1·7	3
	1214	6338	F5	11·3	10·04	1·3	2
	1215	6339	F	11·5	10·54	1·0	3
	1216	6340	A2	11·1	10·22	0·9	3
	1217	6343	B5τ-	10·7	10·10	0·6	4
	1218	6344	Bτ	8·4	8·08	0·3	4
	1219	6345	Bτ-	11·0	10·27	0·7	3
	1220	6347	Aϰ	11·8	10·88	0·9	4
	1221	6350	F	11·8	10·67	1·1	3
	1222	6351	F8	11·3	10·45	0·9	3
	1223	6352	B8σ	10·5	9·84?	0·7	4
	1224	6353	B8σ	6·5	7· 0?	−0·5	3
	1225	6354	Aoσ	11·0	10·39	0·6	4
	1226	6355	Aoμ	11·3	10·59	0·7	3
	1227	6356	Aoσ	10·5	9·86	0·6	4
	1228	6361	F8	10·4	9·36	1·0	3
	1229	6363	A2	11·5	10·87?	0·6	3
	1230	6367	A3	10·9	10·16	0·7	4
	1231	6369	A2	11·4	10·22	1·2	2
	1232	6370	Aoμ	11·4	10·44	1·0	4
	1233	6371	F8	11·0	10·01	1·0	3
	1234	6372	F8σ	9·7	9·09	0·6	3
	1235	6373	B8σ	10·2	9·52	0·7	3
	1236	6374	F8	12·0	10·03	2·0	3
	1237	6376	B8σ	11·3	10·42?	0·9	4
	1238	6379	Aoσ	10·8	10·10	0·7	3
	1239	6382	B5τ-	10·6	9·69	0·9	3
	1240	6383	Aoσ	11·5	10·54	1·0	3
	1241	6384	Ao	10·7	10·07	0·6	3
	1242	6386	A2	11·5	10·66	0·8	2
	1243	6387	Aoμ	11·6	10·68?	0·8	2
	1244	6388	A2	10·4	9·77	0·6	3
	1245	6389	Aoσ	10·2	9·55	0·6	3
	1246	6390	F8(Go)	11·5	10·52	1·0	3
	1247	6391	Aϰ	11·3	10·48	0·8	2
	1248	6392	F	11·7	10·80	0·9	2
	1249	6393	F	11·6	10·73	0·9	2
	1250	6395	B5τ-	11·3	10·40?	0·9	2
	1251	6397	A2	8·4	7·82	0·6	2
	1252	6398	A3	11·8	10·67	1·1	2
	1253	6400	Aoσ	10·9	10·22	0·7	2
	1254	6401	Aoσ	10·2	9·43	0·8	2
	1255	6403	B5τ-	8·8	8·36	0·4	2
	1256	6404	Aoμ	10·5	9·77	0·7	2
	1257	6405	Aϰ	11·8	10·93	0·9	2
	1258	6412	Aoμ	11·9	>11·0	—	2
	1259	6415	Aoμ	11·0	10·32	0·7	2
	1260	6418	Fo	11·8	10·83	1·0	2
	1261	6421	B8σ	10·1	9·24	0·9	2
	1262	6422	Aoσ	9·8	9·48	0·3	2
	1263	6425	A3	11·3	9·98	1·3	2
	1264	6427	Aϰ	11·4	10·35	1·0	2
	1265	6428	B8σ	9·8	9·16	0·6	2
	1266	6429	Aoμ	11·2	10·52	0·7	2
	1267	6430	Aϰ	11·4	10·64	0·8	2
	1268	6431	B8σ	9·3	8·64	0·7	2
	1269	6432	Aμ	11·3	10·46	0·8	2
	1270	6434	B8σ	10·1	9·42	0·7	2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

1	2	3	4	5	6	7	8
−25°	1271	6435	Aoμ	11·9	10·96	0·9	2
	1272	6437	A5	11·1	10·29	0·8	2
	1273	6439	Aoμ	11·7	10·87	0·8	2
	1274	6440	B8σ	10·2	9·64	0·6	2
	1275	6441	A3	9·5	8·70	0·8	2
	1276	6442	A2	10·9	10·22	0·7	2
	1277	6443	Aoμ	10·2	9·34	0·9	2
	1278	6447	A3	10·8	10·08	0·7	2
	1279	6449	Aoσ	11·1	10·56	0·5	2
	1280	6450	A3	11·4	10·44	1·0	2
	1281	6451	B5τ-	10·5	10·00	0·5	2
	1282	6452	Aoμ	10·9	10·24	0·7	2
	1283	6454	B8σ	9·8	9·16	0·6	2
	1284	6456	F	10·9	9·90:	1·0	2
	1285	6457	Aoσ	10·5	9·98	0·5	2
	1286	6458	B8σ	10·9	10·21	0·7	2
	1287	6463	F8	10·8	9·77	1·0	2
−26°	1288	5868	F8	11·5	9·73	1·8	2
	1289	5870	Aoμ	10·8	10·62	0·2	2
	1290	5871	F8	10·6	8·18:	2·4	4
	1291	5873	F	11·6	10·89	0·7	3
	1292	5875	Aoμ	11·1	10·68	0·4	3
	1293	5876	F8	10·8	10·22	0·6	3
	1294	5879	F2	8·3	8·06	0·2	2
	1295	5881	F5	8·9	8·38	0·5	4
	1296	5882	Aoμ	10·8	10·05	0·8	3
	1297	5885	Fo	10·9	10·33	0·6	4
	1298	5887	F8	11·4	10·54	0·0	3
	1299	5888	Aoμ	11·0	10·55	0·4	4
	1300	5889	Bτ-	[illegible] 4	8·01	0·5	2
	1301	5890	Aoμ	11·0	10·37	0·0	3
	1302	5891	Aoσ	11·4	10·74	0·7	3
	1303	5893	F8	9·4	9·00	0·4	4
	1304	5894	Aoμ	10·8	10·13	0·7	4
	1305	5897	A3	10·3	8·95	1·4	3
	1306	5899	A2	10·9	10·00	0·8	3
	1307	5900	A3	11·5	10·50	0·6	4
	1308	5902	F	11·6	10·70	0·8	3
	1309	5903	A2	10·8	10·01:	0·8	3
	1310	5907	F8	10·9	10·15	0·8	4
	1311	5908	F8	9·5	8·17:	1·3	4
	1312	5909	A2	11·4	11·52	0·0	4
	1313	5910	F8	10·6	9·48	1·1	4
	1314	5911	A2	11·3	10·64	0·7	4
	1315	5912	F8	10·8	10·07	0·7	4
	1316	5913	A5	11·4	10·41	1·0	4
	1317	5914	F8	10·5	9·63	0·9	4
	1318	5915	Aoμ	10·3	9·76	0·5	4
	1319	5916	F	11·6	10·88	0·7	3
	1320	5918	F	11·8	10·46:	1·3	2
	1321	5919	A2	11·1	10·53	0·6	3
	1322	5920	F	11·7	11·12	0·6	3
	1323	5923	F	11·3	10·48	9·8	3
	1324	5924	A2	11·4	10·85	0·6	3
	1325	5925	Aoμ	10·3	10·01:	0·3	3
	1326	5926	Aoσ	10·1	9·51	0·6	2
	1327	5928	F	11·8	10·78	1·0	2
	1328	5929	F5	11·5	10·60	0·9	2
	1329	593	F8	11·2	10·42	0·8	2
	1330	5931	Fo	10·7	9·88	0·8	2

1	2	3	4	5	6	7	8
−26°	1331	5932	A5	8·4	8·00:	0·4	2
	1332	5933	A3	11·6	10·86	0·7	3
	1333	5934	F8	10·6	9·88:	0·7	3
	1334	5935	A2	11·6	10·7:	0·9	2
	1335	5938	A3	8·9	8·37	0·5	3
	1336	5939	—	11·5	10·67	0·8	2
	1337	5940	F8(Go)	11·0	10·18	0·8	3
	1338	5941	A2	11·7	10·06:	1·6	2
	1339	5942	Aoμ	11·3	10·75	0·6	3
	1340	5943	Aoσ	10·1	10·02	0·1	3
	1341	5944	F8	9·1	8·79	0·3	3
	1342	5945	Aoσ	10·5	10·01	0·5	2
	1343	5946	A3	11·4	10·70	0·7	2
	1344	5949	F	11·7	10·84	0·9	2
	1345	5950	Aoσ	11·1	10·48:	0·6	2
	1346	5951	Fo	11·1	10·58:	0·5	2
	1347	5952	A3	10·1	9·68	0·4	2
	1348	5954	Bτ-	11·6	10·82	0·8	2
	1349	5955	Aoσ	11·3	10·84	0·5	2
	1350	5956	B8σ	11·6	10·99:	0·6	2
	1351	5959	A2	10·5	9·82	0·7	2
	1352	5963	F	11·8	10·90	0·9	2
	1353	5964	Aσ	10·7	10·13	0·6	2
	1354	5965	—	11·0	9·35	1·6	2
	1355	5966	B5τ-	10·1	9·56	0·5	2
	1356	5968	Fo	11·8	10·93	0·9	2
	1357	5970	Aoμ	9·9	9·49	0·4	2
	1358	5972	B8σ	9·2	8·92	0·3	2
	1359	5973	A3	11·7	11·20	0·5	2
	1360	5974	Bτ-	10·9	10·20	0·7	2
	1361	5975	—	11·8	11·04	0·8	2
	1362	5978	Bτ	10·4	9·67	0·7	2
	1363	5979	Aoμ	10·8	10·26	0·5	2
	1364	5980	A2	11·5	10·98	0·5	2
	1365	5981	F8	10·2	9·28	0·9	2
	1366	5982	Aoσ	10·9	10·16	0·7	2
	1367	5983	F8	11·7	10·84	0·9	2
	1368	5988	—	11·4	10·70	0·7	2
	1369	5989	A3	11·2	10·34	0·9	2
	1370	5990	F	11·7	11·05	0·7	2
	1371	5991	A3	9·5	9·04	0·5	2
	1372	5993	B5τ-	10·0	9·54	0·5	2
	1373	6068	Aoμ	10·6	10·22	0·4	2
	1374	6074	Aoμ	11·0	10·54	0·5	2
	1375	6079	Aoμ	10·8	9·76	1·0	2
	1376	6080	B8σ	9·4	9·14	0·3	2
	1377	6081	Aoσ	9·6	9·22	0·4	2
	1378	6090	F8	11·4	10·55	0·8	2
	1379	6094	B5τ-	10·8	9·66	1·1	2
	1380	6095	Aoμ	10·5	9·97	0·5	2
	1381	6096	Aoμ	11·3	10·72	0·6	2
	1382	6098	—	11·7	10·69	1·0	2
	1383	6099	—	11·6	10·72	0·9	2
	1384	6100	Aoμ	11·5	10·84	0·7	2
	1385	6102	Aoμ	11·4	10·86	0·5	2
	1386	6112	A2	11·3	10·76	0·5	2
	1387	6119	F5	10·9	9·98	0·9	2
	1388	6121	B8σ	11·4	10·34	1·1	2
	1389	6122	F8	11·1	9·70	1·4	2
	1390	6123	B8σ	9·6	9·40	0·2	2

1	2	3	4	5	6	7	8
−26°	1391	6124	Aoμ	10·49	9·92	0·5	2
	1392	6125	F8	11·5	10·47:	1·0	2
	1393	6128	F8	10·6	9·72	0·9	2
	1394	6130	Aoμ	10·6	9·98	0·6	2
	1395	6132	F5	11·4	10·41	1·0	2
	1396	6134	A3	11·0	10·34	0·7	2
	1397	6135	F8	11·4	10·51	0·9	2
	1398	6136	F8	11·2	10·32	0·9	2
	1399	6143	A2	10·1	9·50	0·6	2
	1400	6144	Aoμ	12·0	10·52:	1·5	2
	1401	6153	F8	11·1	10·13	1·0	2
	1402	6155	Aoσ	10·6	10·11	0·5	2
	1403	6159	A3	12·0:	10·85	1·1	2
	1404	6160	B8σ	9·9	9·54	0·4	2
	1405	6161	Fo	11·4	10·28:	1·1	2
	1406	6162	F5	11·7	10·81	0·9	3
	1407	6163	A2	11·5	10·86	0·6	3
	1408	6165	F8(G)	10·5	9·43	1·1	4
	1409	6168	B8σ	9·6	9·25	0·4	4
	1410	6170	Aoσ	10·4	10·05	0·4	3
	1411	6171	B8σ	9·5	9·20	0·3	4
	1412	6172	A2	10·8	9·90:	0·9	2
	1413	6174	A5	11·3	10·53	0·8	4
	1414	6175	Fo	11·4	10·51:	0·9	4
	1415	6176	F5	11·6	10·62:	1·0	2
	1416	6179	F	11·4	10·47:	0·9	3
	1417	6182	Aoσ	7·8	7·39	0·4	4
	1418	6184	Aoμ	10·7	10·27	0·4	3
	1419	6185	F8	11·4	10·54:	0·9	4
	1420	6186	—	11·4	10·81	0·6	2
	1421	6187	Bτ-	8·4	8·05	0·4	3
	1422	6189	F8(Go)	10·6	9·50	1·1	3
	1423	6190	B8σ	11·0	10·60	0·4	4
	1424	6192	Aoμ	11·5	10·97	0·5	4
	1425	6193	F8(Go)	9·3	8·52	0·8	4
	1426	6194	Bτ-	11·3	10·19:	1·1	4
	1427	6195	A2	11·4	10·90:	0·5	3
	1428	6197	A3	11·4	10·64:	0·8	2
	1429	6201	F8	8·5	7·50	1·0	3
	1430	6204	—	11·8	9·79	2·0	3
	1431	6207	B5τ-	9·7	8·79	0·9	4
	1432	6208	F	11·5	10·80	0·7	4
	1433	6209	B5τ-	10·5	9·64	0·9	3
	1434	6211	Aoμ	11·3	10·90:	0·4	2
	1435	6213	F	12·1	10·91	1·2	2
	1436	6214	Aσ	12·0	11·04:	1·0	2
	1437	6216	F8	11·5	10·64:	0·9	3
	1438	6218	B8σ	9·5	9·08	0·4	4
	1439	6219	Aoσ	10·4	9·93	0·5	4
	1440	6220	Aoμ	10·9	10·42	0·5	3
	1441	6221	Aoμ	10·9	9·97	0·9	4
	1442	6222	F	11·5	10·56	0·9	3
	1443	6224	Aoσ	11·4	10·57	0·8	3
	1444	6225	F	11·8	10·40:	1·4	2
	1445	6226	A2	11·5	10·05:	1·5	2
	1446	6229	A2	11·3	10·52	0·8	3
	1447	6230	B5τ-	8·5	8·35	0·2	3
	1448	6231	Aoμ	11·4	10·62	0·8	3
	1449	6232	B8σ	11·5	10·61	0·9	3
	1450	6233	Aκ	11·5	10·87:	0·6	4

1	2	3	4	5	6	7	8
−26°	1451	6234	Aoμ	10·9	9·64	1·3	3
	1452	6235	A2	11·4	11·04	0·4	3
	1453	6236	F8	9·1	8·26	0·8	3
	1454	6237	F8(Go)	10·0	8·92	1·1	4
	1455	6240	F8	9·6	8·77	0·8	4
	1456	6241	Aoμ	10·6	10·02	0·6	4
	1457	6245	B8σ	10·2	9·50	0·7	3
	1458	6252	A2	11·0	10·35	0·6	2
	1459	6253	Aκ	11·9	10·38:	1·5	2
	1460	6254	B5τ-	10·2	9·60	0·6	4
	1461	6255	Aκ	12·0	10·70	1·3	2
	1462	6256	—	11·3	10·69	0·6	4
	1463	6257	F8	10·6	9·49:	1·1	4
	1464	6258	A3	11·5	10·55	1·0	3
	1465	6259	B8σ	9·9	9·30	0·6	4
	1466	6264	A2	10·9	10·20:	0·7	3
	1467	6265	Aoμ	11·0	10·16	0·8	4
	1468	6266	Aoσ	9·4	9·10	0·3	4
	1469	6270	B8σ	10·5	9·88	0·6	4
	1470	6272	Aoσ	10·2	9·74	0·5	4
	1471	6275	A8μ	11·2	10·37:	0·8	3
	1472	6276	Aκ	11·6	10·61	1·0	4
	1473	6277	Fo	11·1	10·21	0·9	3
	1474	6279	—	10·8	9·11	1·7	3
	1475	6286	Aoμ	11·3	10·62	0·7	4
	1476	6287	Aκ	11·4	10·60:	0·8	3
	1477	6288	F8	11·4	10·80:	0·6	3
	1478	6289	F8	11·0	10·34:	0·7	3
	1479	6291	Bτ	9·9	9·31	0·6	3
	1480	6295	Aoμ	11·0	10·31:	0·7	2
	1481	6297	F8	10·2	8·92	1·6	4
	1482	6300	F8(Go)	8·4	7·61	0·8	4
	1483	6301	F8	11·0	10·12	0·9	4
	1484	6302	B8σ	9·2	8·94	0·3	4
	1485	6303	Aoσ	10·8	10·24	0·6	2
	1486	6304	—	11·5	10·52	1·0	2
	1487	6305	A2	11·4	10·90:	0·5	4
	1488	6306	B8σ	10·3	9·74:	0·6	3
	1489	6310	Aoμ	11·3	10·56	0·7	4
	1490	6314	A3	11·6	10·82	0·8	2
	1491	6315	A3	10·6	9·94	0·7	3
	1492	6317	F8(Go)	10·2	9·34	0·9	4
	1493	6321	F8(G)	10·7	9·81	0·9	3
	1494	6322	Aoμ	11·6	10·88	0·7	2
	1495	6324	A2	11·8	11·00	0·8	4
	1496	6328	B8σ	11·2	10·41	0·8	3
	1497	6329	A3	11·7	10·90	0·6	3
	1498	6333	A5	10·0	9·13	0·9	3
	1499	6338	B8σ	10·2	9·45	0·8	4
	1500	6339	Aoσ	10·9	9·31	1·6	4
	1501	6340	Aoσ	9·6	8·93	0·7	3
	1502	6341	A5	11·7	10·76	0·9	2
	1503	6344	B8σ	8·9	8·28	0·6	4
	1504	6345	Aκ	11·9	>11·0	—	4
	1505	6347	Aoμ	10·9	10·24	0·7	4
	1506	6348	Bτ	10·6	9·86	0·7	4
	1507	6349	Bτ-	11·2	10·48	0·7	4
	1508	6351	Aoσ	10·0	9·25	0·8	4
	1509	6352	A2	10·6	9·90	0·7	4
	1510	6356	A2	11·5	10·43	1·1	4

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

1	2	3	4	5	6	7	8
—26°	1511	6358	Aoσ	10·2	10·74	0·5	4
	1512	6360	Aoμ	11·1	10·35	0·8	4
	1513	6361	Aoμ	11·2	10·44?	0·8	5
	1514	6364	A5	9·1	8·64	0·5	5
	1515	6365	Aoμ	11·0	10·46?	0·5	3
	1516	6366	F8	11·6	10·51	1·1	4
	1517	6367	F8	11·5	10·51	1·0	5
	1518	6370	Aoμ	11·0	10·30	0·7	4
	1519	6371	Aoμ	11·2	10·26	0·9	4
	1520	6372	Aoσ	11·1	10·51	0·6	5
	1521	6373	A5	9·0	8·34	0·7	5
	1522	6374	F8	9·9	9·00	0·9	5
	1523	6376	Aϰ	11·8	10·91	0·9	3
	1524	6377	Aoσ	11·5	10·92?	0·6	5
	1525	6378	Aoμ	11·3	10·55	0·7	5
	1526	6379	Aoμ	11·4	10·88?	0·5	5
	1527	6380	A2	11·4	10·62	0·8	5
	1528	6381	F5	11·8	10·22?	1·6	2
	1529	6383	A2	11·3	10·68	0·6	4
	1530	6385	F8	11·8	10·77	1·0	4
	1531	6388	F8	11·7	10·76	0·9	4
	1532	6392	A2	10·3	9·53	0·8	5
	1533	6396	F5	10·2	9·36	0·9	5
	1534	6397	A2	10·5	10·19	0·3	5
	1535	6398	B8σ	9·9	9·50	0·4	5
	1536	6399	A2	11·2	10·49?	0·7	3
	1537	6400	Aoμ	11·3:	10·35?	1·0	3
	1538	6401	Aoμ	9·5	9·40?	0·1	2
	1539	6402	F5	10·4	9·47	0·9	5
	1540	6406	B8σ	9·3	8·90	0·4	3
	1541	6408	A5	10·2	9·52	0·7	3
	1542	6410	A5	7·3	8·9 ?	—1·6	2
	1543	6411	Aoμ	11·3	10·60?	0·7	2
	1544	6412	B8σ	10·7	10·33	0·4	3
	1545	6413	B5τ-	10·5	10·09	0·4	3
	1546	6414	Bτ-	8·3	8·27	0·0	3
	1547	6415	Aoσ	9·1	8·42?	0·7	3
	1548	6416	F5	10·6	9·62	1·0	2
	1549	6417	B8σ	8·8	8·49	0·3	3
	1550	6420	F5	11·1	10·47	0·6	3
	1551	6422	A2	9·8	9·20	0·6	3
	1552	6424	Aoσ	10·4	10·14	0·3	3
	1553	6427	A2	9·4	8·80	0·6	3
	1554	6428	Bτ	10·2	9·90	0·3	3
	1555	6431	A3	11·3	0·71	0·6	3
	1556	6433	A3	11·4:	9·02	2·4	3
	1557	6436	B8σ	8·9	8·50	0·4	3
	1558	6437	Aoμ	10·7	10·19	0·5	3
	1559	6438	Aoμ	11·0	10·63	0·4	3
	1560	6440	Fo	11·2	10·46	0·7	3
	1561	6441	A2	10·6	10·10	0·5	3
	1562	6442	Aoμ	10·39	9·88	0·5	3
	1563	6444	Aoσ	11·0	10·45	0·5	3
	1564	6447	Fo	11·1	10·28	0·8	3
	1565	6448	Aoμ	10·7	10·07	0·6	3
	1566	6449	E2	11·4	10·16	1·2	3
	1567	6450	Aoσ	10·9	10·43	0·5	3
	1568	6451	A5	11·3	10·46	0·8	2
	1569	6453	Aoσ	9·7	9·38	0·3	3
	1570	6455	A3	10 2	9·55	0·6	3

1	2	3	4	5	6	7	8
—26°	1571	6459	A2	11·2	10·68?	0·5	3
	1572	6461	A2	10·6	9·96	0·6	3
	1573	6462	Aoσ	11·6	> 11·0	—	3
	1574	6464	F5	9·6	9·09	0·5	3
	1575	6465	Aoμ	10·7	10·34	0·4	2
	1576	6469	Aoσ	11·0	10·57	0·4	3
	1577	6470	B8σ	9·3	9·10	0·2	3
	1578	6472	F5	11·3	10·40	0·9	2
Дополнительные звезды							
—19°	1579	1	F8	11·3	10·33	1·0	3
	1580	2	F8	11·9	10·51	1·4	4
	1581	7	A5	11·4	10·68	0·7	2
	1582	8	Aoμ	11·4:	10·60	0·8	2
	1583	11	F8	11·5	10·46	1·0	3
	1584	12	F8	11·6	10·90	0·7	2
—20°	1585	2	Fo	11·4	10·53	0·9	4
	1586	6	F8	11·5	10·58	0·9	3
	1587	7	Fo	11·5	10·75	0·7	3
	1588	8	Fo	11·6	10·62	1·0	2
	1589	9	Fo	11·2	10·59	0·6	2
	1590	10	A3	11·5	10·64	0·9	3
	1591	11	A3	11·5	10 60	0·9	2
—21°	1592	6	A5	11 5	10·88	0·6	2
	1593	9	F8	11·2	10·68	0·5	3
	1594	12	F8	11·6	10·52	1·1	2
	1595	15	F2	11·6	10·76	0·8	3
	1596	16	F	11·7	10·56	1·1	4
	1597	17	F8	11·7	10·58	1·1	2
	1598	18	F8	11·6	10·6	1·0	7
	1599	20	Aϰ	11·3	10·7	0·6	5
	1600	21	F8	11·6	10·7	0·9	4
	1601	22	F8	11·5	10·6	0·9	4
	1602	23	F5	11·9	10·7	1·2	3
—22°	1603	6	Aoσ	11 2	10·78	0·4	3
	1604	7	Fo	11·5	10·68	0·8	2
	1605	8	F8	11·9:e	10·91	1·0	3
	1606	9	F8	11·7	10·83	0·9	3
	1607	10	A2	11·4	10·89	0·5	3
	1608	11	F8	11·4	10·16	1·2	3
	1609	12	Fo	11·6	10·89	0·7	3
	1610	13	A2	11·6	10 92	0·7	4
	1611	15	Aϰ	11·7	10·63	1·1	4
	1612	16	Fo	11·5	10·53	1·0	3
—23°	1613	1	A2	11·3:e	10 06	1·2	3
	1614	6	F8	11·4	11·21	0·2	2
	1615	7	Fo	11·2	10·50	0·7	3
	1616	9	F8	11·4	10·73	0·7	2
	1617	10	Aϰ	11·3	11·22	0·1	2
	1618	13	F8	11·8	10·79	1·0	4
	1619	14	F8	11·5	11·02	0·5	3
	1620	15	Aϰ	11·5	10·56	0·9	2
	1621	16	A5	11·4	11·01	0·4	4
	1622	17	Fo	11·6	10·97	0·6	3
	1623	18	A5	11·2e	11·05	0·2	2
	1624	19	Aoμ	11·2	10·98	0·2	3
	1625	20	F8	11·2	10·84	0·4	2
	1626	21	F8	11·4	10·83	0·6	3
	1927	22	F8	11·1	10·48	0·6	3
	1628	23	A5	10·9	10·55	0·3	2
	1629	24	F8	11·3	10·98	0·3	3
	1630	25	F8	11·4	10·84	0·7	2

1	2	3	4	5	6	7	8
—23°	1631	26	A2	11·7	11·04	0·7	3
	1632	27	A3	11·4	10·76	0·6	3
	1633	28	Aoμ	11·5	10 90	0·6	3
	1634	29	A2	11·4	10·77	0·6	3
	1635	30	F8	11·8	10·91	0 9	4
	1636	31	Fo	11·6	10·69	0·9	4
	1637	32	F8	11·6	10·46?	1·1	4
	1638	33	A2	11·5	10·88	0·6	2
	1636	34	F8	11·6	10·72	0 9	3
	1640	35	A3	11·5	10·77	0 7	3
	1641	36	F	11·7	10·92	0·8	2
	1642	37	A3	11·5:e	10·84	0 7	2
	1643	38	A3	11·0	10·37	0·6	3
	1644	39	F5	11·7	10·90	0·8	2
	1645	44	A3	11·7:e	10·80	0·9	2
	1646	45	Fo	12·0	10·98	1·0	3
	1647	46	Fo	11·9	11·13	0·8	3
	1648	47	A3	11·9	11·08	0·8	3
	1649	48	Aϰ	11·6	11·05	0·6	3
	1650	49	Aϰ	12·4:	11·09	1·3	2
	1651	52	Aoμ	11·6	10·95	0·6	2
—24°	1652	17	F8	10·8	10·56	0·2	3
	1653	18	F8	10·7	10·48	0·2	2
	1654	20	F8	11·1	10·52	0·6	2
	1655	21	A5	11·2	10·84	0 4	2
	1656	23	F8	11 2	10·70	0·5	2
	1657	26	A5	11 2	10·85	0·4	2
	1658	28	Fo	11·1	10·91	0·2	2
	1659	29	F8	10·8	10·24	0·6	2
	1660	30	F8	11·4	10·72	0·7	2

1	2	3	4	5	6	7	8
—24°	1661	31	F8	10·9	10·56	0·3	2
	1662	32	A3	10·9	10·71	0·2	2
	1663	33	F8	11·2	10 65	0·6	2
	1664	34	F8	10·8	10·41	0·4	3
	1665	37	Aoμ	11·5	10·96	0·5	2
	1666	38	Fo	11 6	11·08	0·5	2
	1667	39	Aoμ	11 6	10·97	0·6	4
	1668	40	A2	11·9	11·14	0·8	5
	1669	41	F8	11·8:e	10·78	1·0	6
	1670	42	Aoμ	11·6	10·86	0·7	6
	1671	43	F	11·7	10·73	1·0	7
	1672	44	Fo	11·8	10·82	1·0	3
	1673	47	Aoμ	12·0	10·46	1·5	2
	1674	48	A3	11·7	10·80	0·9	2
	1675	49	Aoμ	11·8	10·88	0·9	3
	1676	51	Aoμ	12·0	11·06	0·9	3
	1677	52	A3	11·8	11·05	0·8	3
	1678	53	Aoμ}	11·9	10·92	1·0	2
	1679	56	A3	12·1	11·14	1·0	2
	1680	57	A3	11·8	10·93	0·9	2
—25°	1681	10	F8	11·5	10·54	1·0	2
	1682	12	F	11·6	11·00	0·6	2
	1683	13	Aμ	11·6	11·03	0·6	2
	1684	14	Aoμ	11·7	11·02	0·7	5
	1685	19	F	11·9	10 98	0·9	3

Имея показатели цвета для достаточного количества звезд, мы приступили к определению их избытков цвета Поскольку, как фотографические величины Валленкиста, так и наши фотовизуальные звездные величины приведены к интернациональной системе, то и показатели цвета будут в той же системе. Тогда, для вывода избытков цвета, мы можем пользоваться известными нормальными показателями цвета в той же системе. Мы воспользовались работой Рессела [6], в которой дается зависимость между нормальными показателями цвета и спектрами звезд, и которая несколько отличается от таковой же по П. П. Паренаго [7].

Ниже, в таблице IV мы приводим данные о зависимости между *CI* и *Sp* по Ресселу.

Таблица IV

Sp (HD)	Ветвь карликов		Гиганты	
	M_{pg}	CI	M_{pg}	CI
Bo	—3·7	—0·68		
B2	—2·5	—0·55		
B5	—1·3	—0·38		
Ao	+0·2	—0·15		
A5	+1·6	0 00		
Fo	+2·7	+0·11	—1·1	
F5	+3·7	+0·25	+1·2	
Go	+4·6	+0·43	+1·3	(0·56)
G5	+5·7	0·65	+1·4	(0·77)
Ko	+6 9	0·90	+1·5	+1·05
K5	+8·4	(1·20)	+1·6	+1·45
Mo	(10.8)	(1·57)	+1·4	+1·54

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Имея наблюденные показатели цвета 1688 звезд и нормальные показатели цвета, можем перейти к выводу избытков цвета. Предварительно мы разделили всю исследуемую область, площадью 100 кв. градусов, на участки сравнительно одинаковые по поверхностной плотности распределения звезд. Для этой цели мы воспользовались фотографией Валленкиста. Всю область мы разделили на 6 отдельных участков и изучили поглощение в каждом из них.

На рис. 5 мы приводим схему такого подразделения на отдельные участки.

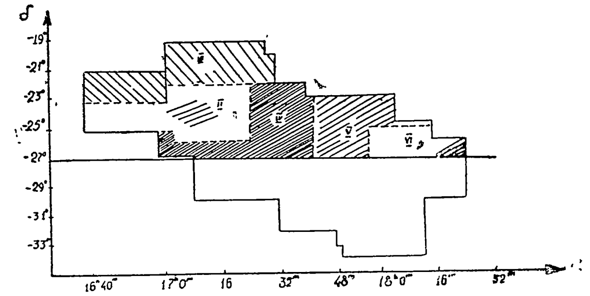


Рис. 5

После этого мы приступили к определению расстояний и средних избытков цвета для отдельных групп; группировку звезд мы производим по m_{pg} и Sp; описание подобных вычислений можно найти в ранних работах Абастуманской обсерватории [3, 4].

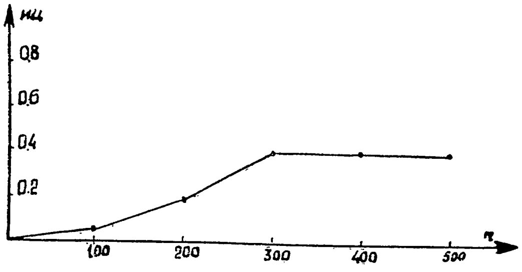


Рис 6 (I—IIIa)

Таким образом, имея видимые расстояния r и соответствующие им избытки цвета CE, мы определили истинные расстояния по формуле $\log r = 0.2(m - M - \gamma . CE)$ 1 и затем построили кривые зависимости цветовых избытков и расстояний. На рис. 6—10 представлены кривые зависимости (CE, r) для каждого отдельного участка. К сожалению, мы располагали только яркими звездами и поэтому предел проникновения не превышал 500 парсеков.

I и III участки—(а). $\alpha = 16^h 50^m$, $\delta = -22$; $\alpha = 17^h 14,^m$ $\delta = -20\ 30'$

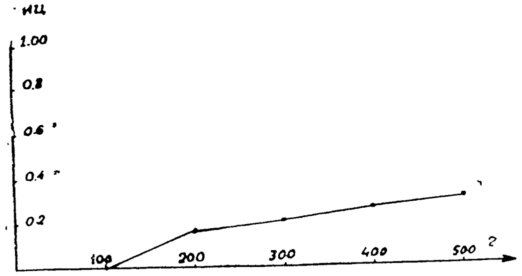


Рис. 7 (II в)

В этом направлении поглощение начинается уже с 100 пс от Солнца, растет до 300 пс, а дальше, до 500 пс прироста поглощения не заметно. Можно считать, что поглощающая материя в этом направлении сконцентрирована на расстоянии от 100 до 300 пс (рис. 6).

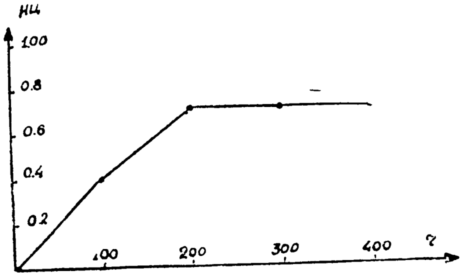


Рис. 8 (IV с)

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

II участок— (*b*). $\alpha = 17^h10^m$, $\beta = -24^\circ$. Этот участок внешне как будто сравнительно свободен от поглощения: здесь наблюдается обилие звезд. Как видно из рис. 7, поглощение здесь не велико, но кривая поглощения растет плавно от 100 пс до 500 пс, где избыток цвета достигает 0,3.

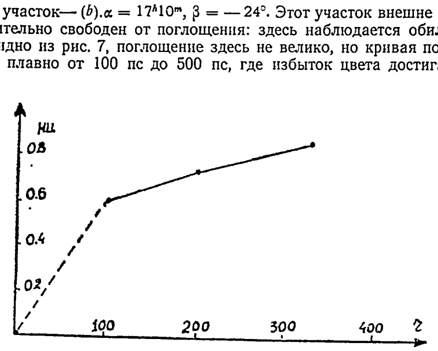


Рис. 9 (V d)

IV участок (c) $\alpha = 17^h30^m$, $\delta = -24^\circ30'$. Поглощение здесь более значительно. В этом направлении поглощающая материя расположена весьма близко к Солнцу и избыток цвета достигает большого значения $0.^m7$ уже на расстоянии 200 пс (рис. 8).

V и VI участки (*d*, *e*) $\alpha = 17^h50^m$, $\delta = -25^\circ$; $\alpha = 18^h08^m$, $\delta = -26^\circ$. В этих участках наши результаты о поглощении менее надежны. Мы располагаем средними значениями *CE* для расстояний от 100 пс до 325 пс и от 100 пс до 400 пс, соответственно. Причем, уже при 100 пс значения *CE* велики: 0.6 и 0.45, соответственно, что не совсем хорошо согласуется с внешней картиной звездного неба на этих участках. На расстоянии 325 пс *CE* достигает $0^m.8-0^m.9$ в V участке и $0^m.7-0^m.8$— на расстоянии 400 пс в VI участке (рис. 9 и 10). Вообще, на близких расстояниях результаты получаются менее надежными, так как сам метод определения истинных расстояний не совсем точен для малых расстояний.

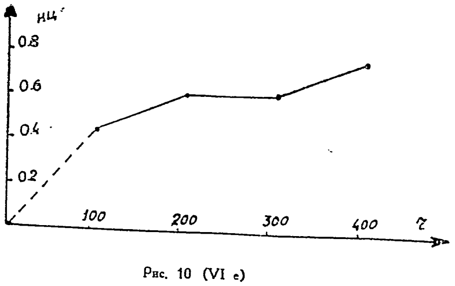


Рис. 10 (VI e)

Исследования поглощения света в направлении на галактический центр были выполнены и другими авторами, исследовавшими в темной туманности около ϑ Офиуха методом подсчетов звезд поверхностное распределение звезд в области площадью 6.5 кв. градуса до 15.3 видимой зв. величины [8, 9]. Было обнаружено, что в этом направлении расположено два облака, одно—большое на расстоянии 250 пс, и другое—перед ним— на расстоянии 100 пс. Общее поглощение, вызванное обоими облаками достигает 4 зв. величин. Это хорошо согласуется с нашими данными в IV участке, где находится ϑ Офиуха. Здесь на расстоянии 200 пс $CE = 0.^m7$ т. е. общее фотографическое поглощение доходит до $3.^m5$*.

Январь, 1954 г.

ЛИТЕРАТУРА

1 Wallenquist A, A study of the distribution of the stars in the Sagittarius and Ophiuchus regions of the Milky Way. Ann. Bosscha Sterrenwacht, Lembang (Java), 5. № 5. 1, 1939
2. H. A., 85. No. 7, 1924.
3. Харадзе Е. К., Бюлл. Абаст. астрофиз. обс., № 12, 1952.
4. Кочлашвили Т. А., Бюлл. Абаст. астрофиз. обс. № 11, 1950.
5. Seares F H., Ross F. E., Joyner Mary C., The Catalogue of magnitudes and colors North of +80°. Publ. Carnegie Inst, No. 532, 1941.
6. Russell J A., AJ, 58, № 4, 89, 1953.
7. Паренаго П. П., Курс звездной астрономии, 1954.
8. Müller H, Zf Aph 2, 254. 1931.
9 Müller R., Zf Aph, 3, 261, 1931

PHOTOVISUAL MAGNITUDES AND COLOUR INDICES OF THE STARS IN THE GALACTIC CENTRE DIRECTION

T A KOTCHLASHVILI

(Summary)

The present investigation is based on Wallenquist catalogue [1] containing photographic magnitudes, spectra and coordinates of about 6100 stars. The coordinates of the centre of the region are $\alpha = 17^h32^m$, $\delta = -25^\circ$, area 200 square degrees.

Photovisual magnitudes of 1685 stars (table III) have been determined on the base of the photographic material obtained with 20 cm camera of 40 cm refractor. Characteristic curves (fig. 1, 2, 3) are drawn by standards (table II) whose photovisual magnitudes are determined by the North polar sequence stars.

* В недавних работах, посвященных исследованию вопросов о галактическом поглощении света, А. Ф. Торонджадзе показал, что зависимость между *CE* и *r*, которую обычно получают на основе кривой регрессии цветового избытка по искаженному поглощением модулю расстояния, не отражает полностью действительную картину (Сообщ. АН Грузинской ССР, *20*, № 2, 1958). Вместе с тем, он обратил внимание на то, что множитель γ для перевода избирательного поглощения в общее, не является постоянной величиной для данной фотометрической системы, а меняется в зависимости от *CE* (Астроном Циркуляр АН СССР № 167, 1956). Мы произвели пересчет наших данных с учетом упомянутых факторов. Результаты несколько изменились, однако об этом мы дадим впоследствии отдельное сообщение. (Примечание в корректуре).

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

From the photovisual magnitudes secured and reduced graphically to the international system (fig. 4) and the Wallenquist photographic magnitudes, star colour indices have been deduced. They are used to study the light absorption in the mentioned direction.

Colour excess—distance curves for six separate regions (fig. 6 — 10) have been constructed.

The total area is divided into six regions nearly uniform in star distribution density (fig. 5).

The mean quadratic error of Catalogue value (m_{pv}) is equal to $\pm 0^m.06$.

January, 1954.

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი, № 22, 1958
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 22, 1958

ОБ АТМОСФЕРНОЙ ЭКСТИНКЦИИ

М. В. ДОЛИДЗЕ

Для целей спектрофотометрии звезд в 1956 году мы определили спектральную прозрачность атмосферы на горе Канобили. Так как наблюдения охватывают год, то можно сделать, хотя и предварительные, но достаточно определенные заключения. Ниже мы приводим наши результаты. Они касаются закона изменения атмосферной экстинкции с длиной волны и дают некоторое представление о составе и свойствах частиц земной атмосферы, а также о сезонном изменении прозрачности на горе Канобили.

Интересующий нас участок спектра заключен в пределах $\lambda\lambda$4600—3790 A°. В многочисленных работах по атмосферной экстинкции указывается на наличие аномалии в ходе прозрачности в данном участке спектра [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8]. Обнаружено, что существует полоса ослабления, вызываемая избирательным ослаблением света аэрозолями [1, 2], следствием чего является тот факт, что прозрачность атмосферы не изменяется монотонно в зависимости от длины волны. Имеет место минимум, длина волны которого для данного места зависит от среднего размера и распределения по диаметрам частиц, вызывающих селективное ослабление света [1, 2]. При этом селективное поглощение могут вызывать как водяные, так и сухие аэрозоли [1, 9]

Наши данные позволяют установить наличие минимума в ходе прозрачности, определить длину волны минимума, проследить за его изменением по величине с течением времени и сопоставить результаты с метеорологическими данными, имеющимися в обсерватории Качество и размеры аэрозолей, вместе с другими данными, характеризуют оптические свойства атмосферы Последние могут быть исследованы также с помощью разделения оптической толщи атмосферы на составляющие. В настоящей работе сделана попытка проведения такого исследования.

Наблюдения производились на призменной камере с диаметром объектива 20 см, относительным отверстием 1 : 5 и преломляющим углом призмы 15°.5. Дисперсия равна 147A на мм около H_γ. Употреблялись пластинки Агфа Астро панхроматические. Спектры обрабатывались на саморегистрирующем микрофотометре МФ-4. Всего обработано 8 серий наблюдений звезд β Ari, γ Gem, δ Cyg α Peg и α Oph Коэффициенты прозрачности определены по способу Буге Привлечены также данные о коэффициенте прозрачности (среднее по трем наблюдениям α Lyr, α Peg, γ Gem) полученные осенью 1952—53 гг на горе Канобили [5]

Определение спектральной прозрачности на горе Канобили производилось неоднократно [10, 11, 12] Результаты этих определений мы здесь не будем рассматривать, так как в этих работах интересующие нас участки спектра не исследованы детально

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

С помощью коэффициентов прозрачности вычислены соответствующие оптические толщины атмосферы (τ_λ).

Таким образом, мы имеем значения τ_λ для следующих ночей: 1) 7—8.I. 1956 г., 2) 14 — 15.I. 1956 г., 3) 6—7.III. 1956 г., 4) 9—10.III. 1956 г., 5) 11—12.VIII. 1956 г., 6) 12—13.VIII. 1956 г., 7) 5—6.X. 1956 г., 8) 7—8.X. 1956 г., 9) 30—31.X. 1952 г., 4—5.XII. 1953 г, [5]. (таблица 1).

На рис. 1 приводятся значения P_λ для 11 длин волн в рассматриваемом участке спектра. Рассмотрение рисунка дает возможность сделать следующие заключения: 1) имеется нарушение монотонности хода для λλ 0.385; 0.397; 0.431; 0.443; 0.450 μ наблюдаются минимумы прозрачности. 2) Минимумы прозрачности с течением времени изменяются по величине.

Таблица I

№	№ серии / λ mμ	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	460	0·230	0·299	0·448	0·191	0·186	0·391	0·389	0·198	0·262
2	450	0·207	0·354	0·400	0·198	0·184	0·308	0·320	0·234	0·378
3	443	6·258	0·364	0·416	0·184	0·186	0·384	0·332	0·290	0·350
4	431	0·322	0·384	0·434	0·216	0·230	0·380	0·373	0·285	0·350
5	425	0·354	0·396	0·384	0·239	0·246	0·398	0·373	0·299	0·356
6	413	0·398	0·440	0·410	0·242	0·276	0·426	0·400	0·327	0·382
7	403	0·470	0·484	0·407	0·295	0·305	0·461	0·463	0·380	0·437
8	397	0·506	0·515	0·550	0·315	0·378	0·468	0·525	0·405	0·446
9	391	0·446	0·495	0·527	0·350	0·449	0·518	0·655	0·416	0·479
10	385	0·403	0·455	0·475	0·407	0·575	0·595	0·715	0·524	0·529
11	379	0·426	0·475	0·479	0·419	0·553	0·664	0·748	0·571	0·594

В нашем случае оптическую толщу атмосферы можно представить в виде суммы:

$$\tau_\lambda = \tau_{\lambda R} + \tau_{\lambda z} + \tau_{\lambda w} + \tau_{\lambda s}, \tag{1}$$

где $\tau_{\lambda R}$—релеевская составляющая оптической толщи, $\tau_{\lambda z}$ и $\tau_{\lambda w}$ составляющие, обусловленные сухими аэрозолями и водяным паром (крупные частицы). $\tau_{\lambda s}$ —составляющая, обусловленная мелкими аэрозолями (радиус частицы порядка 1 μ и меньше).

Вне минимумов для участка спектра λλ 4310—4030 A $\tau_{\lambda s} = 0$. и мы можем определить значения $\tau_{\lambda z}$. Действительно, вычитая из наблюденных значений τ_λ, вычисленные по имеющимся данным $\tau_{\lambda R}$ и $\tau_{\lambda w}$, получаем $\tau_{\lambda z} = \tau_\lambda - \tau_{\lambda R} - \tau_{\lambda w}$. Экстраполируя значения $\tau_{\lambda z}$ для остального участка спектра, вычисляем $\tau'_\lambda = \tau_{\lambda R} - \tau_{\lambda w} + \tau_{\lambda z}$ и, окончательно,—значения $\tau_{\lambda s} = \tau_\lambda - \tau'_\lambda$. Зависимость $\tau_{\lambda z}$ от λ показана на рис 2.

Данные вычислений приводятся в таблице II. $\tau_{\lambda R}$ вычислялась по формуле Релея:

$$\tau_{\lambda R} = \frac{32\pi^3 (n-1)^2 \; HB}{3 N \lambda^4 B_0} = \alpha \lambda^{-4}, \tag{2}$$

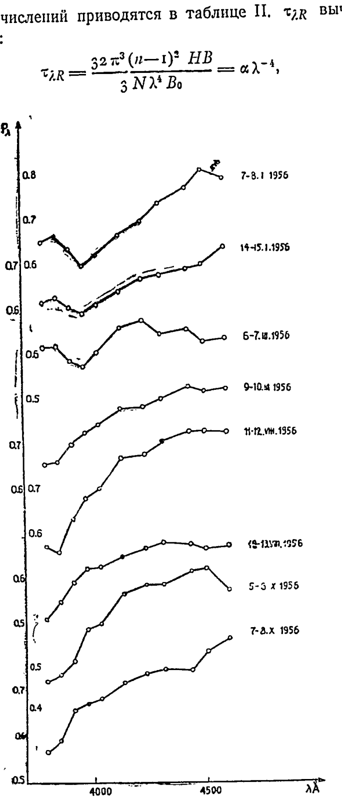


Рис. 1

где H—высота однородной атмосферы при 0°C и 760 мм (H=8 км), B—давление в мм ртутного столба, B_0—нормальное давление (760 мм), n—показатель преломления воздуха $n-1=0.0002918$ (λ = 5893 Å, 0°C, 760 мм), N—число молекул в см³ атмосферы. При вычислении α мы бра-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

ли значение $N = 2.495 \times 10^{19}$, выведенное нами на основании данных о значениях коэффициентов прозрачности, полученных Абботом для Маунт Вильсон [14] по формуле:

$$N = \frac{32\pi^3 (n-1)^2\, HB}{3\alpha B_0}, \tag{3}$$

где α—угловой коэффициент прямой зависимости τ_λ от $\lambda^{-4} \times 10^{16}$.

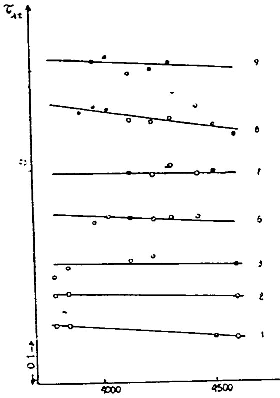


Рис 2

Значения α и N были также вычислены и по нашим наблюдениям по тем же точкам, для которых были вычислены $\tau_{\lambda t}$, но ввиду малой точности этих величин (из-за узости спектрального участка) они не использовались при вычислении $\tau_{\lambda R}$. $\tau_{\lambda w}$ вычислялась по формуле:

$$\tau_{\lambda w} = w \ln \alpha_{w\lambda}, \tag{4}$$

где w количество водяного пара, содержащегося в атмосфере, в сантиметрах осажденной воды, $\alpha_{w\lambda}$ —прозрачность массы водяного пара на пути светового луча, эквивалентной 1 см осажденной воды. Значения w вычислялись по формуле Ганна:

$$w = 2.3\, e_w \cdot 10^{-\frac{h}{22000}}, \tag{5}$$

где e_w —упругость водяного пара, а h —высота над уровнем моря в метрах. В нашем случае $h = 1700$ м и

$$w_{см} = 0.145\, e_{w\ мм}, \tag{6}$$

$\alpha_{w\lambda}$ —мы брали по данным Фоуля [15].

Вычислить количество водяного пара w более точно в настоящее время мы не имеем возможности.

Так как для 4) и 5) серий наблюдений $\tau_\lambda \approx \tau_{\lambda R}$, то пришлось допустить, что $\tau_{\lambda w} = 0$ (таблица II), хотя $e_w \neq 0$.

Таблица II

№	$\tau_{\lambda''}$	$\tau_{\lambda R}$	$\frac{\tau_{\lambda R}}{\tau_{\lambda''}}$ %	$\tau_{\lambda w}$	$\frac{\tau_{\lambda w}}{\tau_{\lambda''}}$ %	$\tau_{\lambda t}$	$\frac{\tau_{\lambda t}}{\tau_{\lambda''}}$ %	$\tau_{\lambda x}$	$\frac{\tau_{\lambda x}}{\tau_{\lambda''}}$ %
					1				
1	0·230	0·166	72 2	0·022	9 6	0·000	0·0	0·042	18·3
2	·209	·182	87 1	023	11·0	·004	1·9	·000	00·0
3	·258	·196	76·0	·023	8·9	·007	2·7	·032	12·4
4	·322	217	67·4	·025	7·8	012	3 7	·068	21·1
5	·354	·231	65·3	·026	7·4	·015	4·2	·082	23·1
6	·399	·257	64·4	·027	6·8	·019	4·8	·096	24·0
7	·470	·284	60 4	·029	6·2	023	4·9	·134	28·5
8	·508	·302	59 5	·029	5 7	·024	4·7	·153	30·1
9	·446	·322	72·3	·031	7·0	·026	5·8	·067	15·0
10	·403	·342	84 9	032	7·9	·028	6·9	·001	00·3
11	·428	·365	85·3	·033	7·7	·030	7·0	·000	00·0
					2				
1	0·299	0·164	54·9	0·012	4·0	0·088	29·4	0·035	11·7
2	·354	·180	50·8	·013	3·7	·090	25·4	·071	20·1
3	·364	·193	53·0	·013	3·6	090	24·7	·068	18 7
4	·384	·214	55·7	·014	3·7	·093	24·2	·063	16 4
5	·396	·230	58 1	·015	3·8	·094	23·7	·057	14 4
6	·440	·254	57·8	·016	3·6	·095	21·6	·075	17·0
7	·484	·280	57 9	·017	3 5	·096	19 8	·091	18·8
8	·515	·298	57·9	·017	3 3	·097	18·8	·103	20·0
9	·495	·318	64·3	·018	3 6	098	19·8	·061	12·3
10	·455	338	74·4	·018	3·9	·099	21 7	·000	00·0
11	·477	·359	75 4	019	4 0	·099	20·6	000	00·0
					3				
1	0·447	0·162	36·2	0·024	5 4	0 108	24 2	0 153	34·2
2	·460	·177	38·5	·026	5·6	·110	23·9	·147	32·0
3	·417	·191	45·8	026	6 2	·110	26·4	·090	21·6
4	434	·212	48·8	028	6·4	·110	25·4	084	19·4
5	·384	·220	58·8	·029	7·6	·111	28·9	·018	4 7
6	·410	·250	61·0	·041	10·0	·112	27·3	·007	1·7
7	497	·276	55·5	·033	6 6	·113	22·8	·075	15·1
8	·549	·294	53·5	033	6·1	·114	20·8	·108	19·7
9	·525	·314	59·8	·035	6·7	·114	21·7	·062	11·8
10	·484	·334	69·0	·036	7·4	·114	23 6	·000	00·0
11	·507	·354	69 8	·038	7·5	·115	22·7	·000	00 0
					4				
1	0·189	0·164	86·8					0·025	13 2
2	·197	·180	91 4					·017	8·6
3	·196	·193	98·5					·003	1 5
4	·214	·214	100 0					·000	0 0
5	·230	·230	100·0					·000	0·0
6	·254	·254	100 0					·000	0·0
7	·288	·280	97·0					·008	2·8
8	·315	·298	94·6					·017	5·4
9	·352	·318	90·4					·034	9·7
10	·404	·338	83·5					·067	16·6
11	·417	·359	86·2					·058	13·8

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

№	τ_{λ}''	$\tau_{\lambda R}$	$\frac{\tau_{\lambda R}}{\tau_{\lambda}''}$ %	$\tau_{\lambda w}$	$\frac{\tau_{\lambda w}}{\tau_{\lambda}''}$ %	$\tau_{\lambda t}$	$\frac{\tau_{\lambda t}}{\tau_{\lambda}''}$ %	$\tau_{\lambda x}$	$\frac{\tau_{\lambda x}}{\tau_{\lambda}''}$ %
					5				
1	0·164	0·164	100·0					0·000	0·0
2	·180	·180	100·0					·000	0·0
3	·193	·193	100·0					·000	0·0
4	·214	·214	100·0					·000	0·0
5	·230	·230	100·0					·000	0·0
6	·254	·254	100·0					·000	0·0
7	·305	·280	91·8					·025	8·2
8	·366	·298	81·4					·068	18·6
9	·448	·318	71·0					·130	29·0
10	·573	·338	59·1					·235	41·0
11	·554	·359	64·8					·195	35·2
					6				
1	0·390	0·164	42·1	0·046	11·8	0·105	26·9	0·075	19·2
2	·398	·180	45·3	·048	12·1	·108	27·1	·062	15·6
3	·382	·193	50·5	·049	12·8	·110	28·8	·030	7·9
4	·381	·214	56·2	·053	13·9	·114	29·9	·000	0·0
5	·400	·230	57·5	·055	13·7	·115	28·8	·000	0·0
6	·429	·254	59·2	·058	13·5	·117	27·3	·000	0·0
7	·461	·280	60·8	·061	13·2	·120	26·0	·000	0·0
8	·483	·298	61·8	·063	13·0	·122	25·2	·000	0·0
9	·520	·318	61·2	·066	12·7	·124	23·8	·012	2·3
10	·593	·338	57·1	·067	11·3	·125	21·1	·063	10·5
11	·663	·359	54·2	·071	10·7	·126	19·0	·107	16·3
					7				
1	0·389	0·164	42·2	0·025	6·4	0·113	29·0	0·087	22·4
2	·320	·180	56·3	·026	8·1	·114	35·6	·000	0·0
3	·334	·193	57·8	·027	8·0	·114	34·2	·000	0·0
4	·373	·214	57·4	·029	7·8	·115	30·8	·015	4·0
5	·375	·230	61·4	·030	8·0	·115	30·6	·000	0·0
6	·400	·254	63·5	·031	7·8	·115	28·8	·000	0 0
7	·458	·280	61·1	·033	7·2	·115	25·1	·030	6 6
8	·538	·298	55·4	·034	6·3	·116	21·6	·090	16·8
9	·655	·318	48·6	·036	5·5	·116	17·7	·185	28·2
10	·717	·338	47·2	·037	5·1	·116	16·2	·226	31·5
11	·748	·359	48·0	·038	5·1	·117	15·6	·234	31·3
					8				
1	0·206	0·164	79·6	0·032	15·5	0·010	4·9	0·000	0·0
2	·232	·180	77·5	·034	14·7	018	7·8	·000	0 0
3	·290	·193	66·6	·034	11·7	·024	8 3	·039	13·4
4	·283	·214	75·6	·037	13·1	·032	11·3	·000	0·0
5	·307	·230	75 0	·039	12·7	·038	12·3	·000	0·0
6	·335	·254	75·8	040	11·9	·041	12·2	·000	0·0
7	·376	·280	74·5	·043	11·4	·053	14·1	·000	0·0
8	·402	·298	74·2	·044	10 9	·057	14·2	·003	0·7
9	·442	·318	72·0	·046	10·4	·062	14·0	·016	3·6
10	·524	·338	64·5	·047	9·0	·065	12·4	·074	14·1
11	·571	·359	62·9	·050	8·8	·070	12·3	·092	16·1
					9				
1	0 362	0·164	45·4	0·024	6·6	0·096	26·5	0 078	21·5
2	·378	·180	47·6	·026	6 9	·099	26·2	·073	19 3
3	·350	·193	55·2	·026	7 4	·101	26·8	·030	8 6
4	·347	·214	61·7	·028	8·1	·105	30·2	·000	0·0
5	·366	·230	62·8	·029	7·9	·107	29·3	·000	0·0
6	·405	·254	62 7	·041	10 1	·110	27·2	·000	0·0
7	·426	·280	65·8	·033	7·7	·113	26·6	·000	0·0
8	·446	·298	66·8	·033	7·4	·115	25·8	·000	0·0
9	·479	·318	66·4	·035	7·3	·116	24 2	·010	2·1
10	·529	·338	63 3	·036	6·8	·118	22·3	·037	7·0
11	·594	·359	60·4	·038	6·4	·120	20·2	·077	13·0

Таким образом, имея значения τ_{λ}, $\tau_{\lambda R}$, $\tau_{\lambda w}$, $\tau_{\lambda t}$ (таблица II), вычисляем $\tau_{\lambda x} = \tau_{\lambda} - \tau_{\lambda R} - \tau_{\lambda w} - \tau_{\lambda t}$.

Зависимость $\tau_{\lambda x}$ от λ показана на рис. 3. Данные вычислений приводятся в таблице II.

Суммируя сглаженные значения $\tau_{\lambda R}$, $\tau_{\lambda w}$, $\tau_{\lambda t}$ и $\tau_{\lambda x}$, получаем τ''_{λ}, отличающееся от τ_{λ} в среднем на 6%.

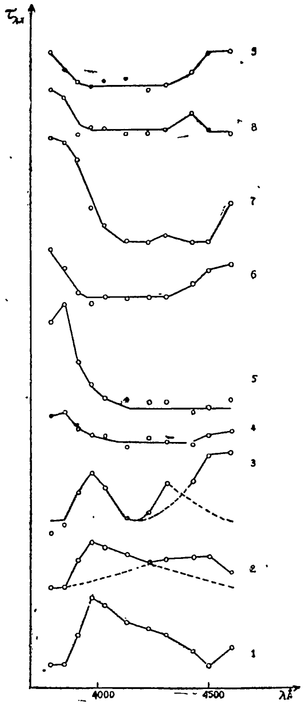


Рис. 3

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Принимая отклонения τ_{λ} от τ''_{λ} за ошибки определения, вычислим для каждой ночи отношения $\frac{\tau_{\lambda R}}{\tau_{\lambda}''}$, $\frac{\tau_{\lambda w}}{\tau_{\lambda}''}$, $\frac{\tau_{\lambda t}}{\tau_{\lambda}''}$ и $\frac{\tau_{\lambda x}}{\tau_{\lambda}''}$ (таблица II). Рассмотрение таблицы II показывает, что в атмосфере оптические толщи по составляющим распределяются так, что наибольшее значение приходится на $\tau_{\lambda R}$, затем на $\tau_{\lambda t}$ и $\tau_{\lambda w}$ (7.I.1956 г. $\tau_{\lambda w} > \tau_{\lambda t}$). $\tau_{\lambda x}$ для данной длины волны λ не остается постоянной.

На горе Канобили абсолютная влажность изменяется в зависимости от сезона. Можно ожидать, что значение прозрачности будет зависеть от значения абсолютной влажности. Сравнение этих величин показывает, что для всех точек рассматриваемого участка спектра с увеличением абсолютной влажности значение $\tau'_{\lambda} = \tau_{\lambda R} + \tau_{\lambda w} + \tau_{\lambda t}$ увеличивается. Это означает увеличение прозрачности зимой и уменьшение ее летом. Что касается значения составляющих $\tau_{\lambda R}$, $\tau_{\lambda w}$ и $\tau_{\lambda t}$, то оказывается, что $\tau_{\lambda R}$ (например для λ 3790 Å) наибольшее значение имеет зимой, а наименьшее—летом; $\tau_{\lambda w}$—наоборот, а $\tau_{\lambda t}$ —увеличивается весной. Определенной зависимости прозрачности от величины относительной влажности не обнаружено.

Примем допущение [4] о наличии в атмосфере смеси частиц разных диаметров, в которой преобладают частицы двух, трех и даже четырех сортов. Теория Стрэттона-Хоутона [13] дает возможность вычислить размер и количество частиц, вызывающих селективное ослабление света. В нашем случае это будут значения r и n, для которых ослабление света равно ослаблению, вызываемому реальными частицами в рассматриваемом участке спектра. По этой теории радиус частиц приблизительно совпадает с длиной волны максимума полосы поглощения и мы должны допустить (рис. 1), что в основном мы имели частицы с радиусами $\lambda\lambda$ 0 385; 0.397; 0.431; 0.443; 0 445 μ. Количество этих частиц (n), для каждого сорта с радиусом r, можно вычислить из соотношения

$$\tau_{\lambda x} = 2\pi r^2 n K(\rho) = \varkappa n, \qquad (7)$$

где n—количество частиц в вертикальном столбе атмосферы с единичным сечением, K—функция Стрэттона-Хоутона, уточненная Хоутоном и Чокером [16], $\rho = \frac{2\pi r}{\lambda}$ и $\varkappa$ —коэффициент ослабления, рассчитанный на одну частицу. $\tau_{\lambda x}$ —берем из таблицы II, $K(\rho)$ —из таблицы Хоутона и Чокера [16, стр. 956], r—определяем по длине волны максимума полосы поглощения $\tau_{\lambda x}$.

Для r и n получаем следующие значения (таблица III)

Таблица III

Серия	r_{μ}	n
1	0·398	3.93×10^{5}
2	0·397	2.65×10^{5}
	0·450	1.42×10^{5}
3	0·397	2.78×10^{5}
	0·431	1.83×10^{5}
	0·450	3.05×10^{5}
4	0·385	1.83×10^{5}
	0·450	3.60×10^{4}
5	0·385	6.44×10^{5}
6	0·450	1.24×10^{5}
7	0·431	3.27×10^{4}
8	0·443	8.05×10^{4}
9	0·450	1.46×10^{5}

Рассмотрение этой таблицы показывает, что наибольшее селективное поглощение частиц радиусом 0.385 μ приходится на лето, радиусом 0.397 μ —на зиму, а радиусом 0.431 μ, 0.443 μ, и 0.450 μ—на весну. Возможно, что весной, когда значение $\tau_{\lambda t}$ наибольшее, и значение относительной влажности наименьшее, селективное ослабление, кроме водяных аэрозолей, вызывают также сухие аэрозоли. Дальнейшие наблюдения и сравнение их результатов с метеорологическими данными уточнят сделанные нами выводы.

Октябрь, 1956.

ЛИТЕРАТУРА

1 Родионов С. Ф., Изв. АН СССР, серия географич и геофиз. № 4, 135, 1942.
2 Vassy A., Vassy E., J de Phys. 10, 459, 1939
3. Соколова В. С., Вестник АН Казахск. ССР, № 8, 1948.
4. Dessens H. Ann de Géophys. 2, 68, 1946.
5. Быстрова Н. В., Кандидатская диссертация, Ленинград, 1955.
6. Торопова Т. П., ДАН СССР. 109, № 2, 295, 1956.
7 Kitamura M., Nakamyra Ts., Ann. of the Tokyo Obs. II series 4, № 3, 179, 1956
8. Wempe J, AN 275, 1,1, 1947.
9. Безверхний Ш А, Тр. Казахск. Научн.-иссл Гидромет. инст., вып 2, 1954.
10 Каландадзе Н. Б., Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв., № 10, 107, 1949.
11. Болокадзе Р. Д., Перем. Зв. 9, № 6, 381, 1954.
12. Каландадзе Н. Б., Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв. № 22, 1958.
13. Stratton J. A., Houghton H. G, Phys Rev. 38, 159, 1931.
14 Abbot C., Aph. J 34, 203, 1911; Hdb d. Aph. 2, 1929
15 Schoenberg E., Hdb d. Aph. 2, 1929.
16. Houghton H. G, Chalker W. R., JOSA 39, 955, 1949.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

ON THE ATMOSPHERIC EXTINCTION

M. B. DOLIDZE

(Summary)

With the aim of star spectrophotometry, the spectral transparency of the atmosphere on Mt. Kanobili has been determined in 1956.

The obtained material helps to involve some preliminary conclusions concerning the law of the extinction variation with the wave length, and the composition and properties of the air particles and transparency seasonal variations on Mt. Kanobili, as well.

Observations were made using 20 cm. camera with 15°.5 objective prism.

The spectral region under investigation is λλ 4600—3790 Å.

8 observational series for the stars β Ari, γ Gem, δ Cyg, α Peg and α Oph are worked out.

Transparency coefficients are determined by Bouger method. Using them, corresponding optical thicknesses of the atmosphere τ_λ for 11 wave length values are calculated (table I, fig. 1).

The examination of the fig. 1 shows a break in the monotonous path: transparency minima varying in magnitude with time are observed. From the available formulae and with meteorological data obtained at the Observatory, the atmosphere optical thickness components (table II) $\tau_{\lambda R}$, $\tau_{\lambda t}$, $\tau_{\lambda w}$ and $\tau_{\lambda x}$ are estimated, they are conditioned respectively: by Rayleigh scattering, dry aerosols, water vapour and small aerosols (particle radius about 1μ and less). The $\tau_{\lambda x}$ dependence upon λ is shown on fig. 4. Summing the smoothed values of components τ_λ we obtain τ''_λ differing from τ_λ by 6 per cent in average.

Table II gives the ratios $\frac{\tau_{\lambda R}}{\tau''_\lambda}$, $\frac{\tau_{\lambda w}}{\tau''_\lambda}$, $\frac{\tau_{\lambda t}}{\tau''_\lambda}$ and $\frac{\tau_{\lambda x}}{\tau''_\lambda}$.

Conclusions are made on the base of Table II data on the dependence of Mt. Kanobili observational conditions upon the season and dimensions and composition of the aerosols.

Oktober, 1956.

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 22, 1958
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 22, 1958

აბასთუმნის ობსერვატორიის სპექტროჰელიოსკოპურ დაკვირვებათა დამუშავების შედეგების შესახებ

თ. რაზმაძე

წინამდებარე სამუშაო წარმოადგენს ციკლიურობისა და განედების განაწილების კანონების მიხედვით მზის აქტივობის მახასიათებელთა მიმოხილვას აბასთუმნის ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში 1940—1951 წლებში წარმოებული სპექტროჰელიოსკოპური დაკვირვებითი მასალის საფუძველზე.

სამუშაოს მიზანს წარმოადგენს, გამორკვეული იქნეს, თუ როგორ, რა სისრულით გამოიხატება ზემოხსენებული კანონები განსახილველი ციკლის ნაწილის განმავლობაში აბასთუმნის ობსერვატორიის დაკვირვებითი მასალის მიხედვით. ამრიგად, უნდა ვაჩვენოთ, თუ რამდენად რეპრეზენტატულია აღნიშნული მასალა.

განსახილველი პერიოდის განმავლობაში (1940—1951 წწ.) დაკვირვებებში მონაწილეობას ღებულობდნენ შ. ჩხაიძე, ნ. გიორგობიანი, დ. ხითარიშვილი, თ. კოჭლაშვილი, ა. ტორონჯაძე და თ. რაზმაძე. მასალა 1950 წლის ჩათვლით გამოქვეყნებულია აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენებში [1].

როგორც ცნობილია, სპექტროჰელიოსკოპით დაკვირვებები ხდება მზის ქრომოსფეროს დეტალებზე: ფლოკულებზე, პროტუბერანცებზე, ბოჭკოებზე. ობსერვატორიის ბიულეტენებში გამოქვეყნებულია მონაცემები ქრომოსფერული წარმონაქმნების შესახებ, რაც საჭიროა მათი სტატისტიკისათვის.

აბასთუმნის ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში სპექტროჰელიოსკოპური დაკვირვებები დაიწყო 1937 წლის სექტემბრიდან; პირველი დაკვირვებები, ცხადია, იყო საცდელი და არასისტემატურ ხასიათს ატარებდა. პროგრამული დაკვირვებები დაიწყო გაცილებით უფრო გვიან, ამიტომ ზემოაღნიშნული მიზნისათვის სავსებით ვარგისი მასალა შეიძლება ჩავთვალოთ 1940 წლიდან. 1938—1939 წლების დაკვირვებების შედარებით დაბალი ხარისხის მიზეზად უნდა ჩაითვალოს, აგრეთვე, შემთხვევითი დამკვირვებლების ხშირი ცვლა, რასაც ადგილი ჰქონდა გამართლებული მიზეზების გამო. ამ მიზეზებით უნდა აიხსნას ისიც, რომ 1938—1939 წლებში მეტად დაბალი და ჭეშმარიტებას აშკარად დაშორებული მნიშვნელობა მიიღება ფლოკულებისა და პროტუბერანცების წლიური საშუალო ფართობისათვის. რაც შეეხება დანარჩენი წლების დაკვირვებებს, ისინი, როგორც ქვემოთ დავინახავთ, სრულიად დამაკმაყოფილებელ შედეგებს იძლევიან, როგორც ფლოკულების, ისე ბოჭკოებისა და პროტუბერანცებისთვის.

ჩვენი მასალა დამუშავებული იქნა მზის როგორც ცალ-ცალკე ნახევარსფეროებისთვის, ისე ერთად.

ზემოაღნიშნული კანონები განხილული იქნა ინტენსიური ($I=3,4,5$) ფლოკულებისა და ბოჭკოებისათვის, რადგან, როგორც ვიცით [2], ინტენსიური წარმონაქმნები ზუსტად იმეორებენ ისეთსავე ცვლილებებსა და კანონზომიერებას, როგორსაც ყველა ერთად—სუსტი და ძლიერი—წარმონაქმნები. ამას გარდა, ბოჭკოები და პროტუბერანცები დანაწილებული იქნა მაღალ და დაბალგანედებიანად და მათთვისაც ცალ-ცალკე განხილული იქნა ციკლიურობისა და განედების მიხედვით განაწილების კანონები.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

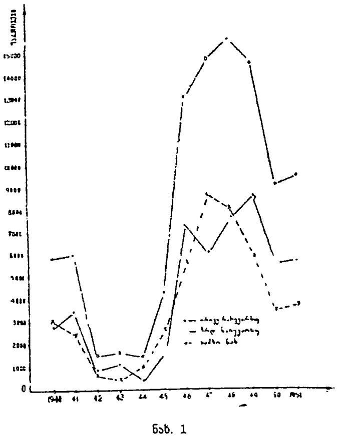
Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

უფრო მეტ ყურადღებას მივაქცევთ მზის განსახილველი დეტალებისათვის განედების მიხედვით განაწილების კანონს. ვინაიდან ეს უკანასკნელი ინვარიანტულია მზის ციკლის ნომერისა და ჩვენ მიერ მიღებული შედეგების შედარება სხვათა მონაცემებთან უფრო სარწმუნო იქნება.

განვიხილოთ ციკლიურობის კანონი ფლოკულებისათვის (ნახ 1. ცხრილი I). ნახ 1 აგებულია ფლოკულების დღიური საშუალო ფართობების მიხედვით წლის განმავლობაში.

ცხრილი I
ფლოკულები

წლები	ფლოკულების ფართობთა დღიური საშუალო მნიშვნელობები			ფლოკულების განედების აწონილი საშუალო მნიშვნელობები		
	ჩრდილოეთი ნახევარსფ.	სამხრეთი ნახევარსფ	ორივე ნახევარსფ. ერთად	ჩრდილოეთი ნახევარსფ	სამხრეთი ნახევარსფ.	ორივე ნახევარსფ. ერთად
1940	2835	3107	5942	13·0	12·9	13·0
1941	3557	2503	6060	10 4	11·5	10·9
1942	893	623	1514	12·6	9·6	11·5
1943	1193	514	1707	15·0	18·4	16·2
1944	425	1118	1544	23·8	26·1	25·4
1945	1682	2677	4358	27·1	26·1	26·5
1946	7371	5755	13126	23·7	24·3	24·0
1947	6091	8717	14808	20·1	22·1	21·2
1948	7684	8034	15718	15·9	21·3	18·7
1949	8649	5978	14628	17·1	16·8	17·0
1950	5608	3560	9169	16·3	14·4	15·6
1951	5761	3764	9526	14 5	13·3	14·0



ნახ. 1

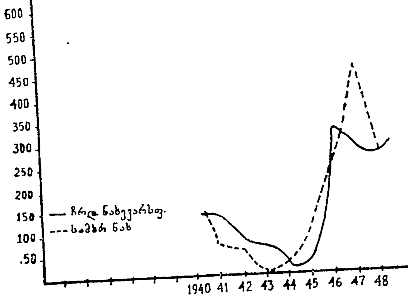
ნახ. 1-ის ზედა მრუდი—ორივე ნახევარსფეროსათვის საერთოდ აგებული—აჩვენებს 1941 წელს აქტივობის ოდნავ შემაღლებას (1940 წელთან შედარებით), შემდეგ—დაქვეითებას 1942 წელს; 1943 წელს ისევ ოდნავ შემაღლებას (ესენი, ასე ვთქვათ, დამატებითი მწვერვალებია [2]) აჩვენებს, მინიმუმს 1944 წელს, ხოლო შესამჩნევ, მკვეთრ ზრდას 1948· წლამდე; ამის შემდეგ აჩვენებს დაქვეითებას 1950 წლამდე. 1951 წელს მზის საერთო აქტივობა ოდნავ გაზრდილია 1950 წელთან შედარებით.

იმავე კანონის ცალკე ნახევარსფეროების მიხედვით განხილვა იძლევა მზის აქტივობის ცვლილების სრულ სურათს. (ნახ 1-ის ქვედა ორი მრუდი).

აქ არ მოვიყვანთ განსახილველი ციკლის დაწვრილებით დახასიათებას; იგი, როგორც საერთოდ, ისე ნახევარსფეროების მიხედვით, აღწერილია ობსერვატორიის ბიულეტენში № 16 [2].

კარგადაა ცნობილი მზის სხვადასხვა წარმონაქმნებს შორის მჭიდრო ურთიერთკავშირი. ამიტომ სრული უფლებით შეგვიძლია შევადაროთ ფლოკულების სტატისტიკური დამუშავების შედეგები ლაქებისას. ჩვენ ხელთ არა გვაქვს ფლოკულების მასალის მსგავსი დამუშავების შედეგები, მიღებული სხვა ობსერვატორიების ან სხვა ავტორების მიერ (დროის აღებული შუალედისთვის), ამიტომ მივმართავთ ასეთ არაპირდაპირს, მაგრამ სარწმუნო გზას, მით უმეტეს, რომ ლაქები მზის აქტივობის ერთ-ერთ ობიექტურ ინდექსს წარმოადგენს.

შესადარებლად გამოვიყენეთ ორივე ნახევარსფეროსთვის ცალ-ცალკე აგებული ლაქების მრუდები, რომელთა მასალად გამოყენებული იყო პულკოვოს ობსერვატორიის კატალოგები [3]— ნახ. 2.



ნახ 2

შედარება აჩვენებს მეტად ზუსტ თანხვდენას მცირე დეტალებშიც კი. მაგალითად, მინიმუმისა და მაქსიმუმის წერტილები ორივე ნახევარსფეროსთვის, წერტილები მოყოლებული 1943 წლიდან 1948 წლამდე.

ჩვენსა და პულკოვოს ობსერვატორიის მონაცემებს შორის გადამყვანი კოეფიციენტების გამოთვლა იძლევა შემდეგ მნიშვნელობებს.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

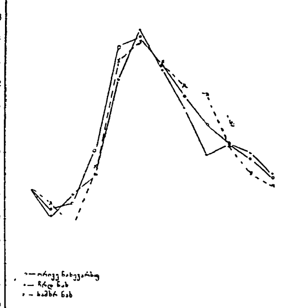
წლები	ჩრდილოეთი ნახევარსფერო	სამხრეთი ნახევარსფერო	წლები	ჩრდილოეთი ნახევარსფერო	სამხრეთი ნახევარსფერო
1940	1·05	1·06	1945	1·03	1·04
1941	·04	·03	1946	·05	·05
1942	·10	·10	1947	·05	·06
1943	·06	·04	1948	·04	·04
1944	·05	·04			

როგორც ვხედავთ, ურთიერთგადამყვანი კოეფიციენტები პულკოვოს ობსერვატორიის კატალოგებიდან მიღებულ მნიშვნელობებსა და აბასთუმნის ობსერვატორიის მასალის მიხედვით მიღებულ მნიშვნელობებს შორის საკმაოდ ერთგვაროვანია, რაც მიუთითებს ობსერვატორიის სპექტროჰელიოსკოპურ დაკვირვებათა მასალის საკმაოდ მაღალ ხარისხზე. 1942 წელს საერთო მნიშვნელობებიდან ცოტა მეტი გადახრა უნდა მივაწეროთ სპექტროჰელიოსკოპურ დაკვირვებებში ამ წელს გამოუცდელი დამკვირვებლების მონაწილეობას.

განვიხილოთ ფლოკულებისთვის განედების მიხედვით განაწილების კანონი. მასალა დამუშავდა როგორც ჩრდილოეთ, ისე სამხრეთ ნახევარსფეროებისათვის ცალ-ცალკე.

რადგან მზის ციკლის მინიმუმის წლებში (1943—1944—1945 წწ.) საკმაო რაოდენობით გვხვდება ძველი და მომდევნო ციკლების წარმონაქმნები ერთდროულად, მათი ურთიერთისაგან გამოყოფა (გამოცალკევება) ძნელია და თითქმის შეუძლებელი ხდება ხოლმე შეცდომების აცდენა. ამიტომ ჩვენ ვამჯობინეთ აგვეგო განედების მიხედვით განაწილების მრუდები ასეთი დანაწილების გარეშე, მით უმეტეს, რომ ჩვენი მთავარი მიზანი არ არის მზის აქტივობის ცვალებადობის მკაცრი დახასიათება.

მე-3 ნახ-ზე მოცემულია ფლოკულების განედების მიხედვით განაწილება ყოველი წლისთვის. როგორც გრაფიკები აჩვენებს, აღნიშნული კანონი მკვეთრად და ზუსტად გამოიხატება. მრუდებს (განსაკუთრებით კი ორივე ნახევარსფერო-



ნახ. 3

სათვის ერთადაღებული მნიშვნელობისათვის) საკმაოდ დამახასიათებელი და წესიერი სახე აქვს.

ჩვენ მიერ მიღებული გრაფიკების შედარება ლაქების და ამოფრქვევების მონაცემებთან [2,4] იძლევა ძალიან კარგ თანხვდენას. აქ შევხვდებით ორდინატების განსხვავებას ± 2°-ის ფარგლებში, რაც სავსებით დასაშვებია, რადგან ორივე შესადარებელი მასალა ვიზუალურ დაკვირვებებზეა დამყარებული.

ამრიგად, სიგანედების მიხედვით განაწილების კანონიც, განხილული აბასთუმნის ობსერვატორიის სპექტროჰელიოსკოპურ დაკვირვებითი მასალის საფუძველზე საკმაოდ დამაკმაყოფილებლად, ზუსტად და სრული სახით წარმოიდგინება.

განვიხილოთ ციკლიურობისა და განედების მიხედვით განაწილების კანონები პროტუბერანცებისთვის. როგორც ცნობილია, პროტუბერანცებისთვის (და ბოჭკოებისთვის) აღნიშნული კანონების განხილვისას მხედველობაში უნდა მივიღოთ ის გარემოება, რომ მზის ეს წარმონაქმნები სხვადასხვანაირად ავლენენ თავის თავს დაბალსა და მაღალ განედებში ე. ი. მსგავსად დაბალგანედებიანი ე. წ. „მეფური ზონისა" (5°—40°), დასახელებული ინდექსებისთვის ადგილი აქვს ე. წ. მაღალგანედებიან — „მეფურ ზონას;" ეს — განედების 45°—65° ფარგლებია [5].

ჩვენი მასალის დამუშავებისას მიზანშეწონილად მივიჩნიეთ მაღალ-და დაბალგანედებიანი პროტუბერანცების (და ბოჭკოების) საზღვრად აგვეღო ± 45°.

ამრიგად, აღნიშნული კანონების განსახილველად მასალა დამუშავებული იქნა დაბალი და მაღალი განედებისათვის ცალ-ცალკე ჩრდილოეთ და სამხრეთი ნახევარსფეროების მხედველობაში მიღებით. აქ დავკმაყოფილდებით მხოლოდ ცხრილების მოყვანით, რადგან სხვა მონაცემების საფუძველზე სათანადო გრაფიკებთან შედარების შესაძლებლობა არ გვქონია.

II ცხრილის პირველ სამ სვეტში მოცემულია ჩრდილოეთ ნახევარსფეროსათვის პროტუბერანცების ფართობთა დღიური საშუალო მნიშვნელობები დაბალი განედებისათვის, მაღალი განედებისათვის და ორივე განედებისათვის ერთად. მეორე სამ სვეტში მოცემულია იგივე სამხრეთი ნახევარსფეროსათვის. მესამე სამ სვეტში მოცემულია ფართობთა მნიშვნელობები საერთოდ ორივე განედებისათვის ჩრდილოეთ, სამხრეთ და ორივე ნახევარსფეროსათვის ერთად.

ჩვენი ცხრილიდან დასტურდება, რომ დაბალგანედიანი პროტუბერანცები ისეთსავე კანონზომიერებას ამჟღავნებენ, როგორც მზის სხვა ჩვეულებრივი წარმონაქმნები, რომლებიც უმთავრესად მხოლოდ დაბალგანედებიან ზოლში ჩნდებიან—ლაქები, ფლოკულები და სხვ. ეს გარემოება აღინიშნება, აგრეთვე სა-

ცხრილი II

პროტუბერანცების ფართობები

წლები	ჩრდილოეთი ნახევარსფერო			სამხრეთი ნახევარსფერო			ორივე ნახევარსფ. ერთად		
	და-ბალ-განედ.	მაღალ-განედ.	ორივე განედ. ერთად	და-ბალ-განედ.	მაღალ-განედ.	ორივე განედ. ერთად	და-ბალ-განედ.	მაღალ-განედ.	ორივე განედ. ერთად
1940	123·6	121·8	123·5	161·8	125·5	157·7	144·0	124·4	142·3
1941	119·9	96·0	118·8	125·6	134·7	126·0	122·7	114·8	122·4
1942	91 1	33·0	90·8	110·4	92·8	107·3	101·7	91·6	101·3
1943	122·4	222·6	127·2	130·1	162·0	139·9	126·6	167·1	135·2
1944	126·0	122·6	125·6	125·3	154·7	139·5	125·8	147·9	132·6
1945	123·1	208·7	156·0	153·1	170·7	159·2	139·9	188·9	157·8
1946	137·6	194·6	158·1	166·8	192·5	177·3	151·3	193·5	167·5
1947	141·3	108·5	129·6	146·4	168·9	155·5	144·2	145·5	144·7
1948	105·7	88·7	101·0	338·7	260·2	309·6	233·3	200·5	222·4
1949	170·4	163·4	168·7	198·4	118·8	187·9	183·2	150·9	176·8
1950	166·4	139·2	163·5	127·7	86·4	123·2	148·9	114·9	145·4
1951	178 2	260·0	182·2	152 7	92·2	146·4	165·8	144·7	164·2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

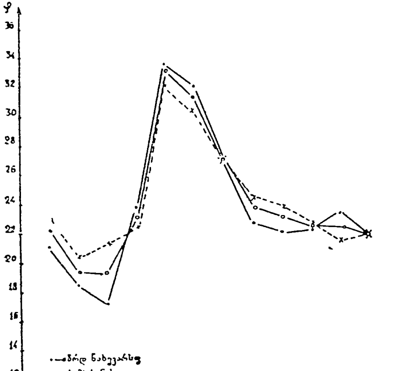
ერთო—ორივეგანედიანი პროტუბერანცების ფართობების მიხედვითაც (ცხრილში უკანასკნელი სამი სვეტი).

ცხრილიდან დასტურდება. აგრეთვე. რომ დაბალგანედიანი პროტუბერანცების ფართობების განაწილება ჩრდილოეთ და სამხრეთ ნახევარსფეროებისათვის ერთნაირ ცვალებადობას ამჟღავნებს [5]. იგივე ითქმის მაღალ განედიანი პროტუბერანცების ფართობზე ჩრდილოეთ და სამხრეთ ნახევარსფეროებისათვის. მაგრამ უნდა აღვნიშნოთ. რომ ორივე ნახევარსფეროსათვის ერთად აღებული დაბალგანედიანი პროტუბერანცების ფართობთა განაწილება ამჟღავნებს თანხვდენას მაღალგანედიანი პროტუბერანცების ფართობთა განაწილებასთან.

ამრიგად. ციკლიურობის კანონი. განხილული აბასთუმნის ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში პროტუბერანცების სპექტროჰელიოსკოპურ დაკვირვებათა საფუძველზე, აგრეთვე. კარგ დადასტურებას პოულობს

განვიხილოთ პროტუბერანცების განაწილება განედების მიხედვით. როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული. აქაც მოვახდინეთ დაჯგუფება დაბალ-და მაღალგანედებიან პროტუბერანცებად.

დაბალგანედებიანი პროტუბერანცების განაწილება ნაჩვენებია მე-4 ნახაზზე.



ნახ. 4

როგორც ვხედავთ. განსახილველი კანონი საკმაოდ ზუსტად გამოიხატება.

შედარება ლაქებისა და ამოფრქვევების განედების განაწილებასთან [2,5] აჩვენებს მეტად კარგ თანხვდენას. რაც გარდა იმისა. რომ ადასტურებს ცნობილ ფაქტს—დაბალგანედიანი პროტუბერანცების განაწილება ისეთივეა, როგორც ლაქებისა და „მეფური ზონის“ სხვა წარმონაქმნებისა. აგრეთვე. მიუთითებს აბასთუმნის ობსერვატორიაში სპექტროჰელიოსკოპურ დაკვირვებათა მასალის სრულიად დამაკმაყოფილებელ ხარისხზე. ეს განსაკუთრებით ეხება 1942—43 წლების შემდეგ პერიოდს. როცა ობსერვატორიამ საკმაოდ კარგი გამოცდილება შეიძინა სათანადო დაკვირვებების შესრულების საქმეში

მე-3 და მე-4 ნახაზების შედარება აჩვენებს (იხ. მრუდები ორივე ნახევარსფეროსთვის ერთად). რომ პროტუბერანცების განაწილების მრუდი, შედარებით, უფრო მაღალ განედებზე გადის, ვიდრე ფლოკულებისათვის. პროტუბერანცების განაწილების მრუდი. საშუალოდ. 6°-ითაა ამაღლებული ფლოკულების სათანადო მრუდთან შედარებით.

ასეთსავე გარემოებას აქვს ადგილი ლაქებისა და დაბალგანედიანი პროტუბერანცების მრუდების შედარებისას. რაც სხვა ავტორებს ჩაუტარებიათ [5,6].

განვიხილოთ მაღალგანედიანი პროტუბერანცების განაწილება. იხ. ცხრილი III და ნახ. 5-ის წყვეტილი მრუდი. რომელიც აღნიშნულ განაწილებას ორივე ნახევარსფეროსთვის ერთად გამოხატავს. გრაფიკი აჩვენებს განედების განაწილების მწვერვალებს 1941 და 1948 წლებში. დაბალგანედებიანი პროტუბერანცების განაწილება კი (მე-5 ნახაზზე მთლიანი ხაზით გავლებული მრუდი) ისევე, როგორც მზის აქტივობის დანარჩენი მახასიათებლები (ლაქები. ფლოკულები და სხვ.). აჩვენებს მაქსიმუმს 1943—1945 წლებში ე. ი. როგორც განსახილველ კანონს ჩვეულებრივ ახასიათებს ციკლის დასაწყისში.

ორივე გრაფიკის ურთიერთ შეთავსება—შედარება ნათლად აჩვენებს, თითქოს ისინი ერთმანეთს ავსებენო— ერთის მაქსიმუმები მეორის მინიმუმებს შეესაბამება (ნახ. 5).

ცხრილი III

პროტუბერანცების განედები

წლები	ჩრდილოეთი ნახევარსფერო			სამხრეთი ნახევარსფერო			ორივე ნახევარსფ ერთად		
	და-ბალ-განედ.	მაღალ-განედ.	ორივე განედ. ერთად	და-ბალ-განედ.	მაღალ-განედ.	ორივე განედ ერთად	და-ბალ-განედ.	მაღალ-განედ.	ორივე განედ. ერთად
1940	21·4	47·7	22·8	23·1	53·6	26·6	22·3	52·0	24·9
1941	18·4	96·1	20·8	20·3	49·6	21·9	19·3	59·6	21·2
1942	17·0	48·0	17·1	21·1	50·4	26·1	19·2	50·3	22·6
1943	23·7	53·2	25·1	22·3	52·4	31·6	23·0	52·4	29·2
1944	33·6	49·3	33·7	32·0	53·7	42·5	33·0	52·8	39·2
1945	32·0	50·1	39·0	30·1	53·4	38·4	31·1	51·8	38·6
1946	26·9	53·2	36·4	20·9	54·9	38·3	20·9	54·1	37·3
1947	22·5	61·3	36·3	24·3	59·7	38·6	23·5	60·3	37·6
1948	21·9	68·6	34·7	23·6	68·7	40·3	22·8	68·7	38·0
1949	22·1	59·2	31·3	22·4	54·6	26·6	22·2	57·9	29·3
1950	23·2	51·3	26·2	21·2	54·1	24·8	22·3	52·7	25·5
1951	21·5	51·4	22·9	21·7	50·3	24·6	21·0	50·6	23·8

შუალედი მაღალ-და დაბალგანედიანი პროტუბერანცების განაწილების მწვერვალებს შორის 3—4 წელია. რაც კარგად ეთანხმება სხვა ავტორების მონაცემებს [6].

შედარება, როგორც კი შესაძლებელი იყო, ტაშკენტის სპექტროჰელიოსკოპური მასალის მონაცემებთან, ცალკეული წლებისათვის იძლევა, აგრეთვე, კარგ თანხვდენას [8,9]

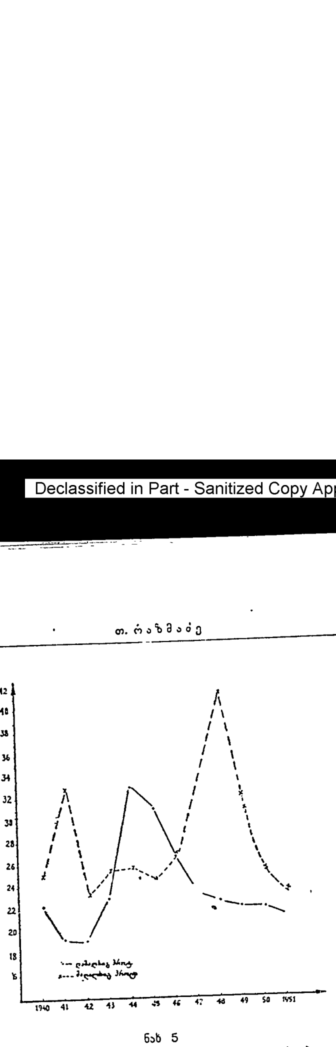
განვიხილოთ განედების განაწილების კანონი ბოჭკოებისთვისაც. როგორც უკვე აღვნიშნეთ პროტუბერანცების მსგავსად, ბოჭკოებიც დანაწილებულ იქნა მაღალი და დაბალი განედების მიხედვით, იმავე წესით.

ცნობილია, რომ ბოჭკოები წარმოადგენენ პროტუბერანცების გეგმილებს მზის დისკოზე. ცხადია, აღნიშნული კანონის განხილვისას მოსალოდნელია მსგავსი შედეგები იქნას მიღებული, რაც პროტუბერანცებისთვის გვქონდა.

მართლაც, განვიხილოთ დაბალგანედიანი ბოჭკოების განაწილება ცხრილი IV. ნახ. 6.

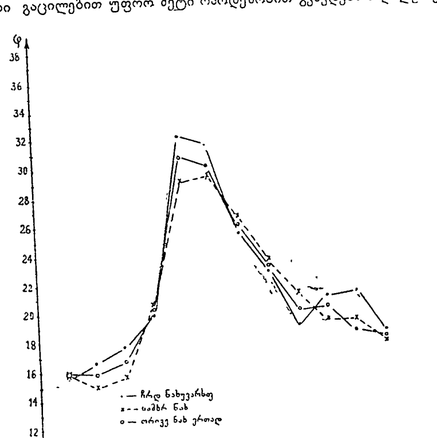
თუ შევადარებთ მე-4 ნახაზს, სადაც მოყვანილია დაბალგანედიანი პროტუბერანცების მსგავსი განაწილება დავრწმუნდებით, რომ ისინი გვიჩვენებენ უდაოდ ზუსტ თანხვდენას.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2



ნახ 5

უნდა აღვნიშნოთ, რომ საერთოდ. დაბალგანედიანი ბოჭკოები და პროტუბერანცები გაცილებით უფრო მეტი რაოდენობით გვხვდება მაღალგანედიანებ-



ნახ. 6

თან შედარებით. ეს გარემოება პირველთა კანონზომიერებათა აღმოსაჩენად ხელსაყრელია, მაგრამ უდაოდ უარყოფითად იმოქმედებს მაღალგანედიანი წარმონაქმნებისათვის. ამავე დროს ბოჭკოები (და ფლოკულებიც) ჩვენ მხოლოდ ინტენსიურები ($I=3,4,5$) შევარჩიეთ, რითაც მათი რაოდენობა კიდევ უფრო შევამცირეთ. ამიტომ მოსალოდნელია, რომ მათთვის დამახასიათებელი თავისებურებანი მკვეთრად ვერ გამოიხატოს. ეს ასეც არის.

მაღალგანედიანი ბოჭკოების განაწილება ორივე ნახევარსფეროსათვის სუსტად გვიჩვენებს განედების იმ ტენდენციას, რაც ასე მკვეთრადაა წარმოდგენილი პროტუბერანცებისათვის (იხ. ცხრილი IV).

აქ არ შეგვიძლია რაიმე გარკვეული შედარება მოვახდინოთ სხვა ავტორების მიერ მოცემულ მასალასთან, რადგან ეს უკანასკნელი ჩვენთვის ცნობილი არ არის.

ცხრილი IV
ბოჭკოების განედები

წლები	ჩრდილოეთი ნახევარსფერო			სამხრეთი ნახევარსფერო			ორივე ნახევარსფერო ერთად		
	დაბალ-განედ.	მაღალ-განედ.	ორივე განედ. ერთად	დაბალ-განედ.	მაღალ-განედ.	ორივე განედ. ერთად	დაბალ-განედ.	მაღალ-განედ.	ორივე განედ. ერთად
1940	15·8	50·6	16·2	16·0	55·2	17·6	15·9	54·2	16·9
1941	16·7	47·5	16·8	15·1	51·5	15·7	15·9	35·3	16·3
1942	17·8	53·0	18·6	15 7	52·6	18·8	16·7	52·7	18·7
1943	19·9	49·5	21·2	20·6	46·8	26·7	20·2	47·4	23·5
1944	32·2	48·7	34·0	29·1	49·8	32·8	30·7	49·4	33·4
1945	31·7	48·8	36·1	29·4	51·1	32·9	30·1	50·0	34·1
1946	25·4	51·3	28·6	26·5	53·0	30·0	25·9	52·0	29·2
1947	22·7	52·9	25·2	23·5	52·9	26·0	23·1	52·9	25·6
1948	18·9	51·9	20·2	21·1	51·6	23·0	20·2	51·7	21·8
1949	21·0	49·7	21·9	19·3	54·4	21·4	20·3	52·4	21·7
1950	21·4	51·0	22·4	19·4	52·9	20·3	20·7	51·6	21·6
1951	18·5	48·3	18·9	17·9	48·8	19·3	18·2	48·6	19·1

ამრიგად, ჩვენ მიერ განხილული საკითხების ანალიზი საფუძველს იძლევა იმისათვის, რომ აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის სპექტროჰელიოსკოპურ დაკვირვებათა მასალა რეპრეზენტატულად, ერთგვაროვნად და მაღალხარისხიანად ჩავთვალოთ.

იანვარი, 1955 წ

ლიტერატურა

1 აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენები №№ 3, 4, 6, 11, 15, 16, 17; 1938—1954 წწ.

2 რაზმაძე თ, აბასთ ასტროფიზ ობს ბიულ, № 16, 59, 1954

3. Безрукова А. Я, Бюлл Ком. по иссл. Солнца № 7, 21, 1951.

4. Гневышевы М Н. и Р С. Бюлл Ком. по иссл. Солнца № 1, 15, 1949

5. Эйгенсон М. С., Гневышев М. Н, Оль Б. А., Рубашев Б. М Солнечная активность и ее земные проявления, 1948.

6. Гасарджян Н. М. Бюлл. Ерев. астрон обс. № 4, 12, 1940.

7. Barocas V, Aph J 89, 486, 1939.

8. Слоним Ю. М. Бюлл. Ташк. астроном. обс. № 6(16), 1941, № 7(17) 1943; № 8(18), 1947.

9. Слоним Ю. М., Труды Ташк. астроном. обс. 1, 1950. 3, 1953.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

ON THE STATISTICS OF SPECTROHELIOSCOPIC OBSERVATIONS

T. S. RAZMADZE

(Summary)

The paper gives a survey on solar activity, according to the cyclic law and the latitude distribution law, compiled at the Abastumani astrophysical observatory on the base of the spectrohelioscopic observations during 1940—1951.

The cyclic course of mean diurnal floccula area values (fig. 1) for a year shows a strict coincidence, even in details, with the sunspot curve (fig. 2). The very small difference between the transfer coefficients of mentioned values according to the Abastumani and Pulkovo observatories data is an indication of good quality of the material.

The cyclic law and the latitude distribution law concerning the prominences and filaments of high-and low latitudes (tables II, III, IV, fig. 4, 5, 6) are examined.

An analysis makes it reasonable to consider the Abastumani spectrohelioscopic observations as representative, uniform in accuracy and reliable.

January, 1955.

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 22, 1958
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 22, 1958

ქრომოსფერული ამოფრქვევების ზოგიერთი მახასიათებლის შესახებ

თ. რაზმაძე

ჟურნალებში „Quarterly Bulletin on Solar activity" [1] ამოფრქვევებისთვის, გარდა კოორდინატებისა და სიძლიერის შეფასებისა (სიძლიერე სამბალიანი სისტემით არის შეფასებული 1 სუსტი, 2 - საშუალო, 3—ძლიერი), 1949 წლიდან მოჰყავთ ხოლმე შემდეგი მახასიათებლები ამოფრქვევის მაქსიმუმის დროს $H\alpha$ ხაზის სიგანე. ფართობი ჰელიოგრაფიულ კვადრატულ გრადუსებში და ინტენსივობა—განუწყვეტელი სპექტრის ინტენსივობის პროცენტებში.

ჩვენ განვიზრახეთ ამოფრქვევების ამ მახასიათებლების ურთიერთდამოკიდებულების შესწავლა 1949—1954 წლების მასალის საფუძველზე.

ამოფრქვევები დანაწილებული იქნა სიძლიერის მიხედვით სამ ჯგუფად: ინტენსივობებით $I=1$, $I=2$ და $I=3$. ამოფრქვევის მაქსიმუმში $H\alpha$ ხაზის სიგანესთან შესადარებლად გვქონდა 777 შემთხვევა $I=1$ სიძლიერის ამოფრქვევებისათვის, 166 შემთხვევა—$I=2$ სიძლიერის ამოფრქვევებისათვის და 18—$I=3$ სიძლიერის ამოფრქვევებისათვის. $I=1$ სიძლიერის ამოფრქვევებისათვის $H\alpha$—ხაზის საშუალო სიგანე ამოფრქვევების მაქსიმუმში 2.5 Å მიიღება, $I=2$-თვის—4.3Å ხოლო $I=3$-თვის—8.4Å.

როგორც ვხედავთ $H\alpha$-ხაზის სიგანე უფრო ძლიერი ამოფრქვევების შემთხვევაში უფრო მეტად ფართოა, ვიდრე მცირე სიძლიერის ამოფრქვევების დროს.

ჩვენ მოვახდინეთ ურთიერთ შედარება სხვადასხვა სიძლიერის ამოფრქვევების ინტენსივობისა და მათი შესაბამისი ფართობებისა. $I=1$ სიძლიერის ამოფრქვევებისათვის განხილული იყო 431 შემთხვევა, $I=2$-თვის—106 და $I=3$-თვის 15. პირველ შემთხვევაში მივიღეთ საშუალო ფართობის მნიშვნელობა 5.7 კვ. გრადუსი, მეორე შემთხვევაში—12.5 კვ. გრადუსი და მესამე შემთხვევაში—21.1 კვ. გრადუსი. ამრიგად, ეს ორი სიდიდეც ურთიერთს ეთანხმება, სახელდობრ: უფრო ძლიერ ამოფრქვევებს საშუალოდ უფრო მეტი ფართობები შეესაბამება.

ჩვენ მიერ განხილული იქნა, აგრეთვე, დამოკიდებულება ამოფრქვევების მაქსიმუმის დროს $H\alpha$ ხაზის სიგანესა და ფართობს შორის.

ამოფრქვევების ფართობები დაჯგუფებული იქნა $H\alpha$ ხაზის სიგანის სამი შემთხვევისათვის 1—$H\alpha$ ხაზის სიგანის 5 Å-ზე ნაკლები შემთხვევების ჯგუფი, II—$H\alpha$ ხაზის 5Å-დან 10Å-დე სიგანის შემთხვევების ჯგუფი და III ჯგუფი—$H\alpha$ ხაზის 10Å-ზე მეტი სიგანის მქონე ამოფრქვევების შემთხვევები. I შემთხვევათა რაოდენობა იყო 580, II—35, ხოლო III—5. მიღებული იქნა შემდეგი მნიშვნელობები: ამოფრქვევათა განვითარების მაქსიმუმში $H\alpha$ ხაზის საშუალო სიგანის 2.60Å-ს შეესაბამება ფართობის საშუალო მნიშვნელობა 7.4 კვ. გრადუსი; 6.29 Å-ს—10.1 კვ. გრადუსი და 11.5Å-ს—31.0 კვ. გრადუსი.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

როგორც ზემოგანხილული დამოკიდებულებიდანაც მოსალოდნელი იყო, აშკარაა, რომ ამოფრქვევის მაქსიმუმის დროს $H\alpha$ ხაზის სიგანე და ფართობი ურთიერთთანადობაშია.

საინტერესო იყო. აგრეთვე. ამოფრქვევების ინტენსივობის საშუალო მნიშვნელობების გამოხატვა უწყვეტი სპექტრის ინტენსივობაში სამივე სიძლიერის ამოფრქვევებისათვის ცალ-ცალკე. $I=1$ სიძლიერის ამოფრქვევებისათვის მიღებული იქნა განუწყვეტელი სპექტრის ინტენსივობის მნიშვნელობა 67.2%; $I=2$ სიძლიერის ამოფრქვევებისათვის—81 7% და $I=$ 3-თვის —134.3%.

თვალსაჩინოდ წარმოდგენისათვის ყველა ზემოდასახელებული მნიშვნელობები მოგვყავს ცხრილებით:

ამოფრქვევების სიძლიერე Intensity of flares	$H\alpha$ ხაზის სიგანე Å-ში Width of $H\alpha$ lines in Å	ფართობი კვადრ. გრად-ში Area in square degrees	მაქსიმალური ინტენსივობა უწყვეტი სპექტრის %-ში Max. intens. in % of cont. spectra
1	2·5	5·7	67·2
2	4·3	12·5	81·7
3	8·4	21·1	134·3

$H\alpha$ ხაზის სიგანე Å-ში Width of $H\alpha$ lines in Å	<5Å	5Å—10Å	>10Å
ფართობი კვადრ. გრად-ში Area in square degrees	7·4	10·1	31·0

ამრიგად, ამოფრქვევების ჩვენ მიერ განხილული მახასიათებლები, ერთი მხრივ, ამოფრქვევების ინტენსივობა და ფართობი. ინტენსივობა და $H\alpha$ ხაზის სიგანე და, მეორე მხრივ $H\alpha$ ხაზის სიგანე და ფართობები ურთიერთ პირდაპირპროპორციულ დამოკიდებულებაში არიან, თუმცა აქამდე არსებობდა მოსაზრებები, რომ აღნიშნულ სიდიდეებს შორის, კერძოდ ამოფრქვევების ინტენსივობას და ფართობებს შორის თითქოს ადგილი უნდა ჰქონოდა შებრუნებულ დამოკიდებულებას.

იანვარი, 1955 წ.

ლიტერატურა

1. Quarterly Bulletin on Solar activity, №№ 85—108, 1950—1955, Zürich.

ON SOME CHROMOSPHERIC FLARE CHARACTERISTICS

T. S. RAZMADZE

(Summary)

The question of the association between certain chromospheric flare characteristics—area, brightness, and $H\alpha$-line width in the maximum—is investigated.

Corresponding data of Zürich Publications for 1949—1954 [1] were used as working material.

A direct proportional dependence between the brightness area and $H\alpha$-line width at the flare maximum is obtained.

Numerical values of mean flare intensities expressed in the continuous spectrum intensity percent are given.

January, 1955.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

ᲐᲑᲐᲡᲗᲣᲛᲜᲘᲡ ᲐᲡᲢᲠᲝᲤᲘᲖᲘᲙᲣᲠᲘ ᲝᲑᲡᲔᲠᲕᲐᲢᲝᲠᲘᲘᲡ ᲑᲘᲣᲚᲔᲢᲔᲜᲘ № 22, 1958
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 22, 1958

ДОПОЛНИТЕЛЬНОЕ ПРИСПОСОБЛЕНИЕ К САМОРЕГИСТРИРУЮЩЕМУ МИКРОФОТОМЕТРУ МФ-4

М. В. ДОЛИДЗЕ, Л. М. ФИШКОВА

Массовый характер измерений, проводимых в Абастуманской астрофизической обсерватории по фотографической спектрофотометрии, требует ускорения процесса перевода почернений в интенсивности и измерения с высокой точностью эквивалентных ширин линий.

В настоящее время существуют два способа решения этой задачи: оптический и механический. Оптические приспособления для перевода почернений в интенсивности были построены Миннаэртом и Хоутгастом [1], Вильямсом и Хилтнером [2], Г. А. Гурзадяном [3] и др.; механические —Хаберлом [4], Е. Я. Перепелкиным [5], Хемендингером [6], Билсом [7] и др. Кроме того, существуют осциллографические спектрофотометры, конструкция которых основана на применении методов электроники.

Для измерения площадей также применяются приспособления двух родов: механические—измерение обычным планиметром и оптические—электрофотометрический планиметр [8].

Возможности нашей лаборатории позволили решить задачу оптическим путем. Было собрано дополнительное приспособление к саморегистрирующему микрофотометру МФ-4.

Принцип решения задачи тот же, что и в работах [1, 3], но введены изменения в деталях. Кроме того, прибор для записи интенсивностей (интенситометр) и фотоэлектрический планиметр объединены. Поэтому, приводим краткое описание установки.

Одним из недостатков оптической системы [1, 3] является наличие дифференциального поглощения в основной фокусирующей линзе. Это обстоятельство учитывается в электрофотометрическом планиметре [8], в котором параллельный пучок лучей, падающий на линзу, заменяется расходящимся. В нашей установке этот недостаток устраняется путем замены линзы вогнутым сферическим зеркалом, которое одновременно используется как в интенситометре, так и в планиметре. Схема установки приводится на рисунке 1.

Селеновый фотоэлемент $ФЭ_1$, стоящий внутри микрофотометра МФ-4, отсоединяется от находящегося там же гальванометра $Г_1$ и фототок от него направляется к промежуточному гальванометру $Г_2$. Щель H типа УФ-1 освещается лампой накаливания L_1 13v, 25w, напряжение накала которой поддерживается строго постоянным. Система линз l_1

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

обеспечивает равномерное освещение щели. Фокусирующие линзы l_2 и l_3 расположены относительно щели H и зеркальца гальванометра $Г_2$ таким образом, чтобы на пути отраженного от зеркальца луча получить увеличенное изображение щели H. При этом l_3 дает на зеркальце $Г_2$ изображение линзы l_2. В плоскости изображения щели ставится сферическое зеркало Z, имеющее диаметр 15 см и фокусное расстояние 40 см. В фокусе зеркала Z помещается фотоэлемент $ФЭ_2$. Фототок от $ФЭ_2$ направляется на гальванометр $Г_1$, находящийся в МФ-4.

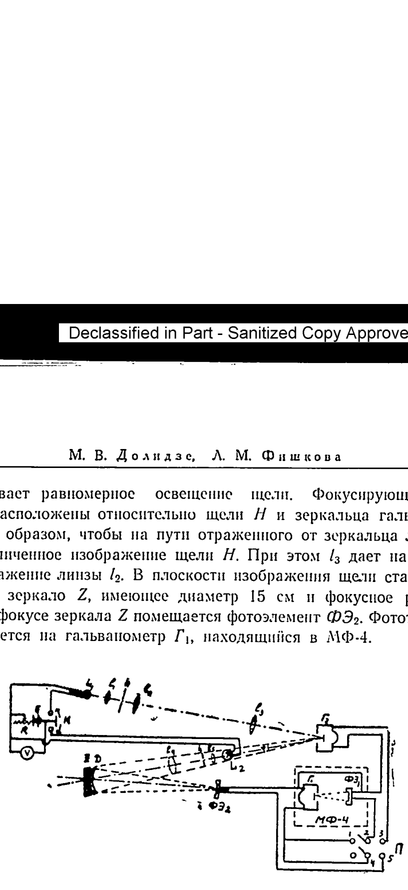


Рис. 1

Переключатель $П$ служит для того, чтобы при желании интенситометр можно было отключить: при соединении клемм 2 и 1 работает только МФ-4, при соединении клемм 2 с 3 и 4 с 5 прибор работает как интенситометр. Почти вплотную к зеркалу ставится клиновидная диафрагма, имеющая форму характеристической кривой. Диафрагмы изготавливаются из черной бумаги и закрепляются в рамке D (рис. 1, 2), изогнутой соответственно кривизне поверхности зеркала. В зависимости от сорта пластинок и исследуемого участка спектра диафрагмы можно менять. В соответствии с величиной фототока от $ФЭ_1$ зеркальце гальванометра $Г_2$ отклоняется в пределах угла φ и изображение щели будет перемещаться по диафрагме D. Как и в [1, 3], диафрагма D ставится таким образом, что фону на фотопластинке соответствует положение изображения щели у самого края узкой части диафрагмы, а максимальному почернению (т. е. максимальной интенсивности спектра) соответствует положение изображения щели у края широкой части диафрагмы. Необходимый для этого размах зеркальца в пределах угла φ обеспечивается соответствующим подбором накала лампы и ширины щели в МФ-4. Затем подбором накала лампы L_1 и ширины щели H добиваются того, чтобы при максимальном почернении зайчик не выходил за пределы визуальной шкалы МФ-4 и в то же время отсчет не был бы слишком малым. После этого включают автоматическую запись МФ-4 и осуществляют запись спектра в интенсивностях.

При измерении площадей на оси отраженного от зеркальца $Г_2$ луча на расстоянии радиуса кривизны зеркала ставится лампа L_2, равно-

мерно освещающая зеркало или коллиматор, состоящий из объектива l_4, в фокусе которого помещается круглая диафрагма, освещаемая при помощи системы линз l_5 светом лампы L_2 (изображены

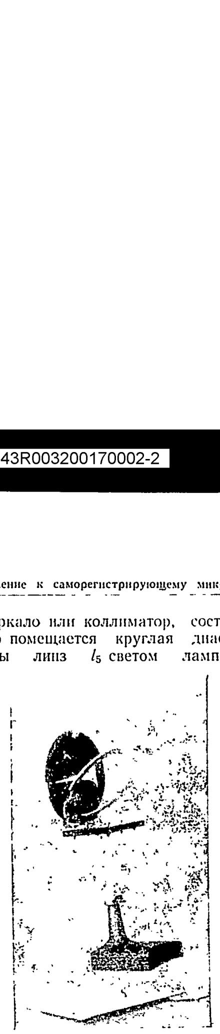


Рис. 2

на рис. 1 пунктиром). Вместо диафрагмы D помещаются диафрагмы, имеющие форму измеряемых площадей. Отсчеты берутся на визуальной шкале МФ-4.

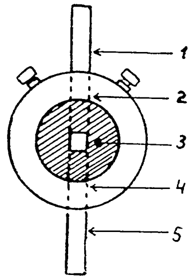


Рис. 3

Большое значение для точности измерения интенсивностей и точности измерения площадей имеет однородность освещения щели H в первом случае и однородность освещения зеркала—во втором. Однородность яркости изображения щели проверялась следующим образом: на селеновый фотоэлемент одевалась диафрагма размером 0.5×0.5 см и он по-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

мещался в разные места изображения щели, указанные на рис. 3. На рис. 4 показана зависимость фототока от положения фотоэлемента. Как видно, однородность яркости изображения щели вполне удовлетворительная. Для проверки однородности освещения зеркала при использовании установки в качестве планиметра в различные места зеркала помещалась диафрагма размером 1 см² (рис. 5). В таблице I приведены величины фототока в зависимости от положения диафрагмы на зеркале. Как видно, однородность освещения зеркала обеспечивает измерения площадей с точностью 0.07%.

Таблица I

№	$i_{фэ}$	№	$i_{фэ}$
1	720·0	5	720·4
2	720·5	6	720·5
3	720·4	7	720·6
4	720·5	8	720·0
		9	720·0

Предварительно было установлено, что в пределах используемой площади ($d \sim 5$ мм²) фоточувствительной поверхности фотоэлемента $ФЭ_2$ чувствительность была практически постоянной.

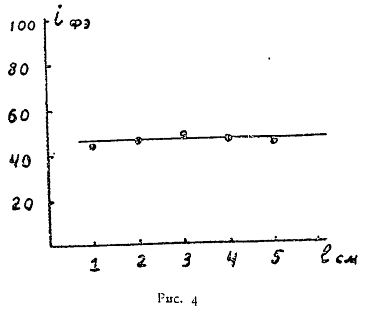


Рис. 4

Рамка для диафрагм закреплена на отдельном держателе и состоит из двух колец (рис 2), плотно прижимающихся друг к другу при помощи зажима. При установке диафрагмы в рамку, последняя удаляется от зеркала, во избежание порчи его поверхности. С этой же целью прилегающее к зеркалу кольцо покрыто мягкой материей

При обработке большого участка спектра диафрагмы могут быть заменены в процессе записи

Для измерения площадей используются стандартные диафрагмы размером 0.1 см², 1.0 см², 10.0 см². Для измерения площадей разных величин с одинаковой точностью подбором накала лампы L_2 (рис. 1) отброс на визуальной шкале устанавливается одинаковым для всех стандартов (например, 800 дел.).

При измерении площадей контуров спектральных линий в качестве диафрагм можно использовать сами микрофотограммы, сделав в них соответствующие вырезы по контуру линий. Полное поглощение или эквивалентная ширина линии получается с помощью дополнительной

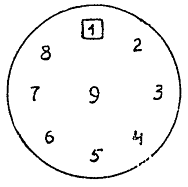


Рис. 5

прямоугольной диафрагмы (основание—1 мм, высота—12 см), которая, после измерения площади спектральной линии, ставится перед микрофотограммой с вырезом по контуру линии. Вспомогательная диафрагма устанавливается в рамке таким образом, чтобы площадь комбинированного выреза соответствовала прямоугольнику с основанием в 1 мм и высотой, равной центральной интенсивности линии. Тогда, если измеряемые по микрофотограммам и комбинированной диафрагме площади обозначить через S и s (рис. 6), то эквивалентная ширина линии может быть вычислена по формуле:

$$W = \frac{S \cdot D}{s} = w\mathring{A}.$$

где D дисперсия спектра (в Å/мм) с учетом увеличения микрофотограммы по сравнению с негативом.

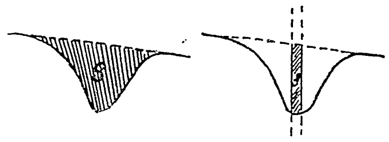


Рис. 6

Записи получаются на осциллографической бумаге длиной 18 см и шириной 13 см. При обработке микрофотограммы применяется прозрачная миллиметровая шкала. На рис. 7 приводится пример записи спектральных линий $H\gamma$, $H\delta$ (звезда HD 211336) в почернениях (а) и в интенсивностях (б). Для характеристики точности определения интенсивностей на рис. 8 приводится контур линии $H\delta$, вычисленный обычным путем по почернениям на основании микрофотограммы (а), рис. 7 (сплошная линия), и измеренный на основании интенситограммы (б), рис. 7 (прерывистая линия).

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Точность измерений площадей проверялась многократным измерением и сравнением стандартов 1 см², 10 см².

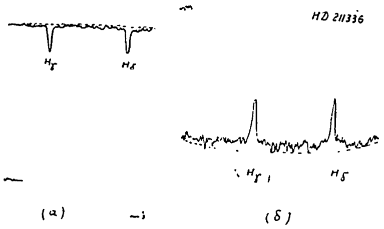


Рис. 7

Для дополнительного устройства использовались зеркальный гальванометр типа ПС-26 (чувствительность $1.31 \cdot 10^{-9}$ *а/мм/м*, $R_{кр}$ 30 $K\Omega$, период собственных колебаний 1 сек.,) и селеновый фотоэлемент с запорным слоем. Гальванометр и фотоэлемент были подобраны в критическом режиме. Диаметр внутреннего отверстия рамки 12 см, диаметр объектива коллиматора 12 см.

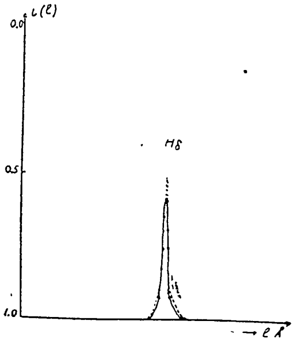


Рис. 8

Подбором шунта период гальванометра Γ_1 меняется так, что продолжительность записи составляет в среднем 15—20 минут.

Продолжительность записи можно довести до нормального для микрофотометра МФ-4 значения. Для этой цели достаточно заменить фотоэлемент $ФЭ_1$, стоящий внутри МФ-4, фотоэлектронным умножителем

(например, ФЭУ-25). Тогда при нормальной для МФ-4 продолжительности записи можно использовать очень узкую щель. Использование ФЭУ удобно во многих случаях, как например при обработке спектров, полученных с объективной призмой, при обработке переэкспонированных пластинок и при обработке очень узких линий на щелевых спектрограммах. Умножитель ФЭУ-25 свободно помещается в кожухе МФ-4. При его использовании следует иметь в виду возможность нелинейности световой характеристики при больших световых потоках (при отклонениях на шкале МФ-4, превышающих 400 мм). Нелинейность легко устранить, подбирая напряжение на последних каскадах ФЭУ таким, чтобы ФЭУ работал на горизонтальной части анодной характеристики. Например, для ФЭУ-25 напряжение между двумя последними каскадами должно быть в 1.5—2 раза больше, чем между первыми, а между последним каскадом и землей — в 3-5 раз больше.

Дополнительное устройство занимает мало места и может быть размещено на одной доске, укрепленной на кронштейнах над мотором и стабилизатором МФ-4. Общий вид установки приводится на рис. 9.

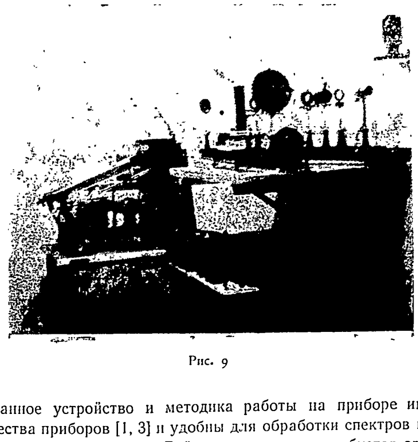


Рис. 9

Описанное устройство и методика работы на приборе имеют все преимущества приборов [1, 3] и удобны для обработки спектров как большой, так и малой дисперсии. Действительно, если требуется определить эквивалентные ширины спектральных линий в фотографической области спектра по снимкам, полученным с объективной призмой, то можно использовать только одну характеристическую кривую для серии пластинок. При этом на каждой пластинке могут быть обработаны до 100 спектрограмм Примером могут служить измерения эквивалентных ши-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

рии линий $H\gamma$, $H\delta$ с целью определения абсолютных величин звезд классов B, A по снимкам, полученным с объективной призмой. Аналогичные измерения произведенные с помощью микрофотографа [5] и механического планиметра требуют гораздо больше времени при меньшей точности.

Дополнительное устройство к микрофотометру МФ-4 в настоящее время используется в Абастуманской астрофизической обсерватории для целей спектрофотометрии.

Август, 1956

ЛИТЕРАТУРА

1. Minnaert M, Houtgust J. Zs f Aph. 15, 354, 1938
2. Williams R C. Hiltner W A Publ. Obs. Univ. Michig. 8, 45, 1940.
3. Гурзадян Г А, Сообщ Бюраканской астрофиз. обс, вып. 14. 1955
4. Haberl K. Physikalische Zs. 36. 50, 1935
5. Перепелкин Е. Я., ДАН АН СССР. 15 25, 1937.
6. Hemmendinger H. Rev. Sci Instr. 9, 178. 1938
7. Beals C. S The Journ Roy Astr Soc of Canada, 38. № 2 1944.
8. Гурзадян Г. А. Сообщ Бюраканской астрофиз. обсерв вып. 18, 1956

A SUPPLEMENTARY DEVICE TO THE SELF-RECORDING MICROPHOTOMETER „МФ-4"

M. B. DOLIDZE, L M FISHKOVA

(Summary)

An intensitometer and electrophotometric planimeter combined as a supplementary arrangement to the self-recording microphotometer „МФ-4" are described.

The operating principle of the instrument is same as in [1, 3, 8] save some alterations in details.

The mounting and general aspect scheme are given in figures 1 and 9.

The main focusing lense [1, 3, 8] is replaced by a concave spherical mirror being used both in the intensitometer and planimeter simultaneously.

The apparatus makes it possible to perform the fast and highly accurate measurements of areas and the transformation of blackenings to intensities.

The methodics of measurement of equivalent widths is likewise worked out.

August, 1956

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 22, 1958
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 22 1958

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ МАСС В ГАЛАКТИКЕ

Р. И. КИЛАДЗЕ

О распределении масс в звездной системе можно делать некоторые заключения, зная закон вращения данной системы. Именно, знание радиальных ускорений дает возможность вычислить «поверхностную плотность» системы, т. е. плотность масс, спроецированных на экваториальную плоскость системы.

Такая задача была решена Уайзом и Мэйоллом для двух внегалактических туманностей (М 31 и М 33) [1] и Г. Г. Кузминым—для нашей Галактики [2].

Упомянутые авторы исходили из модели «плоского диска», т. е. допускали, что звездная система имеет осевую симметрию и настолько сплющена, что имеется возможность пренебречь ее толщиной.

В настоящей работе решена аналогичная задача для нашей Галактики. В отличие от труда Кузмина [2], вместе с данными звездной астрономии [3] использованы также и данные радиоастрономии [4], что делает более надежными результаты, полученные для плотности в окрестностях центра Галактики.

Кроме этого, плотности вычислены как для модели «плоского диска», так и для Галактики со сферическим строением, следовательно, для плотности материи получен как верхний, так и нижний предел для каждой точки Галактики.

Характер вращения Галактики. Для определения радиального ускорения в экваториальной плоскости Галактики можно использовать данные о вращении плоской составляющей Галактики, поскольку объекты этой составляющей движутся практически с круговой скоростью, а круговая скорость с радиальным ускорением (с силой F, действующей на единичную массу) связана равенством.

$$V^2 = -FR \quad (1)$$

Скорости V для различных расстояний R от центра Галактики исследованы П. П. Паренаго по движениям долгопериодических цефеид [3] и группой голландских астрономов—по движению водородных облаков [4].

В этих исследованиях для расстояния Солнца от центра Галактики $R_{\odot}$ и скорости его движения $V_{\odot}$ в одном случае были приняты величины: 7.2 кпс и 234 км/сек, а в другом—8.2 кпс и 216 км/сек. Это дает разницу систематического характера между этими двумя данными, поэтому необходимо выразить их в единой системе.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Рассмотрим, как изменяются значения скоростей вращения, полученные по радиоастрономическим наблюдениям, если изменять величины $V_\odot$ и $R_\odot$

В заданной точке C для вычисления круговой скорости применяется формула:

$$V_c = V_r + V_\odot \sin l = V_r + V_\odot \cdot \frac{R_c}{R_\odot}, \qquad (2)$$

где l и V_r являются галактической долготой рассматриваемой точки C и ее радиальной скоростью по отношению к Солнцу.

Из формулы (2) видно, что если изображать расстояния в единицах $R_\odot$, то величина V_c не будет меняться при изменении $R_\odot$, так как величина l, и следовательно, отношение $\frac{R_c}{R_\odot}$ не зависит от того, какую именно величину допускать для $R_\odot$.

С другой стороны, если изменять значение $V_\odot$ на величину $\Delta V_\odot$, то изменение V_c соответственно будет равно·

$$\Delta V_c = \Delta V_\odot \frac{R_c}{R_\odot}. \qquad (3)$$

Следовательно, для согласования данных радиоастрономии с данными звездной астрономии следует выражать расстояния в единицах $R_\odot$ и изменять значения V_c на величины ΔV_c по формуле (3).

Истинное значение величин $V_\odot$ и $R_\odot$ нам не известно, поэтому все вычисления проведены, допуская значения как $V_\odot = 234$ км/сек, так и $R_\odot = 216$ км/сек; при $V_\odot = 7.2$ кпс и $R_\odot = 8.2$ кпс. Соответственные величины обозначены индексами 1 и 2.

После такой редукции получим таблицу I для круговых скоростей

Таблица I

R	V_1	V_2	R	V_1	V_2
0·1	(89)	(87)	0·9	240	224
0·2	(158)	(154)	1·0	234	210
0·3	193	188	1·1	227	207
0·4	208	201	1·2	222	200
0·5	219	210	1·3	218	195
0·6	229	218	1·4	215	190
0·7	236	223	1·5	212	185
0·8	240	226	1·6	(209)	(180)

Данные таблицы в интервале $0 < R < 1$ позаимствованы из радиоастрономических источников [4], а для интервала $0.9 \leq R < 1.6$—из данных анализа движения звезд [3]. Как видно, эти интервалы частично перекрываются.

В скобки поставлены значения, полученные интерполированием или экстраполированием.

Распределение масс в плоской системе. Разберем случай, когда звездная система имеет осевую симметрию и настолько сплюснута, что можно пренебрегать ее толщиной.

Выберем координатную систему с началом в центре звездной системы и проведем ось X через точку, в которой ищем величину гравитационной силы.

В экваториальной плоскости системы гравитационный потенциал будет зависеть только от R и иметь вид:

$$u(R) = 4G \int_0^\infty\!\!\int \frac{D(x^2+y^2)}{\sqrt{(x-R)^2+y^2}}\,dx\,dy, \qquad (4)$$

где $D(x^2+y^2) = D(r)$ обозначает поверхностную плотность материи на растоянии r от центра.

Рассмотрим координаты r и t, связанные с x и y равенствами:

$$\left.\begin{aligned} x &= -(\sqrt{r^2-t^2}+\sqrt{R^2-t^2})\sqrt{1-\frac{t^2}{R^2}}+R, \\ y &= (\sqrt{r^2-t^2}+\sqrt{R^2-t^2})\cdot\frac{t}{R}. \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

Подставляя эти значения координат x и y, равенству (4) можно придать следующий вид:

$$u(R) = 4G\int_0^R \frac{dt}{\sqrt{R^2-t^2}}\int_t^\infty \frac{D(r)\,r\,dr}{\sqrt{r^2-t^2}}. \qquad (6)$$

Обозначая:

$$E(t) = \int_t^\infty \frac{D(r)\,r\,dr}{\sqrt{r^2-t^2}}, \qquad (7)$$

равенству (6) придаем вид:

$$u(R) = 4G\int_0^R \frac{E(t)\,dt}{\sqrt{R^2-t^2}} \qquad (8)$$

и решаем интегральные уравнения (7) и (8) относительно $D(r)$ и $E(t)$.

Получаем выражения:

$$D(r) = -\frac{2}{\pi R}\cdot\frac{d}{dR}\int_R^\infty \frac{E(t)\cdot t\,dt}{\sqrt{t^2-R^2}}, \qquad (9)$$

$$E(t) = \frac{1}{2\pi G}\cdot\frac{d}{dt}\int_0^t \frac{u(r)\,r\,dr}{\sqrt{t^2-r^2}}. \qquad (10)$$

Подставляя выражение (10) в (9) и принимая во внимание (1), после несложных преобразований получим:

$$D(R) = -\frac{1}{\pi^2 G}\int_R^\infty \frac{dt}{\sqrt{t^2-R^2}}\int_0^t \frac{d(FR)}{dR}\cdot\frac{dR}{\sqrt{t^2-R^2}} =$$

$$= \frac{1}{\pi^2 G}\int_R^\infty \frac{dt}{\sqrt{t^2-R^2}}\int_0^t \frac{d(v^2)}{dR}\cdot\frac{dR}{\sqrt{t^2-R^2}}. \qquad (11)$$

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Меняя порядок интегрирования и используя равенство:

$$\int_r^{\infty}\frac{dt}{\sqrt{t^2-r^2}\sqrt{t^2-R^2}}=\int_0^{R}\frac{dt}{\sqrt{R^2-t^2}\sqrt{r^2-t^2}},$$

формулу (11) можно привести к одному из следующих видов:

$$D(R)=\frac{1}{\pi^2 G}\left[\int^{R}\frac{d(v^2)}{dr}\,dr\int_R^{\infty}\frac{dt}{\sqrt{t^2-R^2}\sqrt{t^2-r^2}}+\right.$$

$$\left.+\int_R^{\infty}\frac{d(v^2)}{dr}\,dr\int_r^{\infty}\frac{dt}{\sqrt{t^2-r^2}\sqrt{t^2-R^2}}\right], \qquad (12)$$

$$D(R)=\frac{1}{\pi^2 G}\left[\int^{R}\frac{d(v^2)}{dr}\,dr\int^{r}\frac{dt}{\sqrt{R^2-t^2}\sqrt{r^2-t^2}}+\right.$$

$$\left.+\int_R^{\infty}\frac{d(v^2)}{dr}\,dr\int^{R}\frac{dt}{\sqrt{R^2-t^2}\sqrt{r^2-t^2}}\right], \qquad (13)$$

$$D(R)=\frac{1}{\pi^2 G}\int^{R}\frac{dt}{\sqrt{R^2-t^2}}\int^{\infty}\frac{d(v^2)}{dr}\cdot\frac{dr}{\sqrt{r^2-t^2}}. \qquad (14)$$

Рабочие формулы. Так как функция задана в виде числовой таблицы, интегрировать приходится численными методами. Формулы (11)—(14) для этой цели мало пригодны из-за наличия в них несобственных интегралов: поэтому правую сторону выражения (12) или (13) разложим на сумму интегралов. Каждое отдельное интегрирование будем выполнять в малом интервале и считать, что член, содержащий $V(R)$, является постоянным в этом интервале.

Легко можно видеть, что:

$$\frac{d(v^2)}{dr}\sim R \qquad \text{для малых } R \text{ и}$$

$$\frac{d(v^2)}{dR}\sim\frac{1}{R^2} \qquad \text{для больших } R;$$

поэтому является целесообразным умножение и деление подинтегральных выражений на эти величины.

Таким путем получим для плотности выражение:

$$D(R_0)=\frac{1}{\pi^2 G}\sum_{i=0}^{\infty}D_{r_i,\,r_{i+1}}(R), \qquad (15)$$

где $r_i<r_{i+1}$; $r_0=0$ и $r_{\infty}=\infty$.

Слагаемые, входящие в выражение (15), должны иметь следующий вид:

$$D_{a;b}(R_0)=\frac{1}{R}\cdot\frac{d(v^2)}{dR}\Bigg|_{R=\frac{a+b}{2}}\cdot\int_a^b r\,dr\int_0^r\frac{dt}{\sqrt{r^2-t^2}\sqrt{R_0^2-t^2}}=$$

$$=\frac{1}{R}\cdot\frac{d(v^2)}{dR}\Bigg|_{R=\frac{a+b}{2}}\cdot R_0\left[\frac{b^2}{R_0^2}B\left(\frac{b^2}{R_0^2}\right)-\frac{a^2}{R_0^2}B\left(\frac{a^2}{R_0^2}\right)\right]$$

$$D_{a;b}(R_0)=R^2\cdot\frac{d(v^2)}{dr}\Bigg|_{R=\frac{a+b}{2}}\cdot\int_a^b\frac{dr}{r^2}\int_R^{\infty}\frac{dt}{\sqrt{t^2-R_0^2}\sqrt{t^2-r^2}}=$$

$$=R^2\cdot\frac{d(v^2)}{dR}\Bigg|_{R=\frac{a+b}{2}}\cdot\frac{1}{R_0^2}\left[\frac{R_0}{a}E\left(\frac{a^2}{R_0^2}\right)-\frac{R_0}{b}E\left(\frac{b^2}{R_0^2}\right)\right]$$

когда $a<b<R_0$

или

$$D_{c;d}(R_0)=R^2\cdot\frac{d(v^2)}{dR}\Bigg|_{R=\frac{c+d}{2}}\cdot\int_c^d\frac{dr}{r^2}\int_0^{R_0}\frac{dt}{\sqrt{r^2-t^2}\sqrt{R_0^2-t^2}}=$$

$$=R^2\cdot\frac{d(v^2)}{dR}\Bigg|_{R=\frac{c+d}{2}}\cdot\frac{1}{R_0^2}\left[\frac{R_0^2}{c^2}B\left(\frac{R_0^2}{c^2}\right)-\frac{R_0^2}{d^2}B\left(\frac{R_0^2}{d^2}\right)\right]$$

$$D_{c;d}(R_0)=\frac{1}{R}\cdot\frac{d(v^2)}{dR}\Bigg|_{R=\frac{c+d}{2}}\cdot\int_c r\,dr\int_0^{R}\frac{dt}{\sqrt{r^2-t^2}\sqrt{R_0^2-t^2}}=$$

$$=\frac{1}{R}\cdot\frac{d(v^2)}{dR}\Bigg|_{R=\frac{c+d}{2}}\cdot R_0\left[\frac{d}{R_0}E\left(\frac{R_0^2}{d^2}\right)-\frac{c}{R_0}E\left(\frac{R_0^2}{c^2}\right)\right],$$

когда $R_0<c<d$

где B и E представляют эллиптические интегралы:

$$B(k^2)=\int_0^{\pi/2}\frac{\cos^2\varphi\,d\varphi}{\sqrt{1-k^2\sin^2\varphi}},$$

$$E(k^2)=\int_0^{\pi/2}\sqrt{1-k^2\sin^2\varphi}\,d\varphi.$$

Введением единой функции:

$$Q(x)=\begin{cases}x^2B(x^2), & \text{когда } x<1,\\ xE\left(\dfrac{1}{x^2}\right), & \text{когда } x\geqslant 1,\end{cases}$$

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

формуле (15) можно придать вид:

$$D(R_0)=\frac{1}{\pi^2 G}\left\{R_0\sum_{i=0}^{n}\frac{1}{R}\cdot\frac{d(v^2)}{dR}\bigg|_{R=r_{i+\frac{1}{2}}}\cdot\left[Q\left(\frac{r_{i+1}}{R_0}\right)-Q\left(\frac{r_i}{R_0}\right)\right]-\right.$$

$$\left.-\frac{1}{R_0^2}\sum_{i=n+1}^{\infty}R^2\frac{d(v^2)}{dR}\bigg|_{R=r_{i+\frac{1}{2}}}\cdot\left[Q\left(\frac{R_0}{r_{i+1}}\right)-Q\left(\frac{R_0}{r_i}\right)\right]\right\}.$$

График функции $Q(x)$ дан на рис. 1.

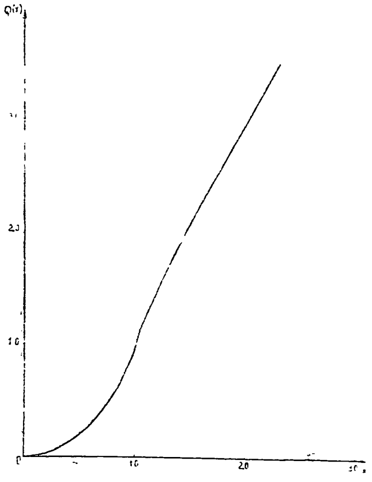


Рис. 1
График функции Q(x)

Пользоваться формулой (16) можно, зная значения функции $\frac{d(v^2)}{dR}$ во всем интервале (0, ∞). Однако, вычислить эту функцию из данных таблицы I можно только в ограниченном интервале (в частности от 0 до 1.5); поэтому приходится допускать, что для больших расстояний $R^2\frac{d(v^2)}{dR}=C$ (для очень больших расстояний это действительно так).

Вычислим плотность для очень больших R_∞. Принимая во внимание, что далеко от центра системы плотность становится равной нулю, получим:

$$O=D(R_\infty)=\frac{1}{\pi^2 G}\left\{R_\infty\sum_{i=0}^{n}\frac{1}{R}\cdot\frac{d(v^2)}{dR}\bigg|_{R=r_{i+\frac{1}{2}}}\cdot\left[Q\left(\frac{r_{i+1}}{R_\infty}\right)-Q\left(\frac{r_i}{R_\infty}\right)\right]-\right.$$

$$\left.-\frac{1}{R_\infty^2}\sum_{i=n+1}^{\infty}C\left[Q\left(\frac{R_\infty}{r_{i+1}}\right)-Q\left(\frac{R_\infty}{r_i}\right)\right]\right\}.$$

Принимая во внимание приближенное равенство $Q\left(\frac{r_i}{R_\infty}\right)\approx\frac{\pi}{4}\cdot\frac{r_i^2}{R_\infty^2}$, —справедливое, когда R_∞—достаточно большое число,— и сокращая равные члены, получим:

$$O=R_\infty\sum_{i=0}^{n}\frac{d(v^2)}{dR}\bigg|_{R=r_{i+\frac{1}{2}}}\cdot\frac{2}{r_i+r_{i+1}}\cdot\frac{\pi}{4}\left[\frac{r_{i+1}^2-r_i^2}{R_\infty^2}\right]-\frac{C}{R_\infty^2}\left[Q(O)-Q\left(\frac{R_\infty}{r_{n+1}}\right)\right]=$$

$$=\frac{\pi}{2R_\infty}\sum_{i=0}^{n}\frac{d(v^2)}{dR}\bigg|_{R=r_{i+\frac{1}{2}}}\cdot(r_{i+1}-r_i)+\frac{C}{R_\infty^2}Q\left(\frac{R_\infty}{r_{n+1}}\right). \qquad (17)$$

Для того, чтобы общая масса была конечной, необходимо: $\lim_{R\to\infty}R^2D(R)=O$; поэтому равенство (17) можно сократить на R_∞. Используя при этом приближенное равенство: $Q\left(\frac{R_\infty}{r_{n+1}}\right)=\frac{\pi}{2}\cdot\frac{R_\infty}{r_{n+1}}$, получим

$$C=-\frac{1}{r_{n+1}}\sum_{i=0}^{n}\frac{d(v^2)}{dR}\bigg|_{R=r_{i+\frac{1}{2}}}\cdot(r_{i+1}-r_i).$$

В дальнейшем мы используем интервалы, равные 0.1 ($r_i=0.1i$), поэтому будем иметь:

$$C=-0.01(n-1)\sum_{i=0}^{n}\frac{d(v^2)}{dR}\bigg|_{R=0.1(i+\frac{1}{2})}. \qquad (18)$$

Для контроля можно использовать равенство:

$$C=-V^2R \qquad (18')$$

Когда $R_0=0$ (для центра системы), из формулы (11) получаем:

$$D(O)=\frac{1}{\pi^2 G}\int_0^\infty\frac{dt}{t}\int_0^t\frac{d(v^2)}{dR}\cdot\frac{dR}{\sqrt{t^2-R^2}}=\frac{1}{2\pi G}\int_0^\infty\frac{d(v^2)}{dR}\cdot\frac{dR}{R}. \qquad (11')$$

Учитывая все эти замечания, на основе табл. I получаем таблицу II.

При расчетах бралось значение $n=0.8$. Производные вычислены по формуле:

$$\omega\left(\frac{df}{dt}\right)_k=f_k^1-\frac{1}{6}f_k^3+\frac{1}{30}f_k^5-\frac{1}{140}f_k^7+\cdots \qquad (19)$$

Как было отмечено выше, вычисления произведены в двух вариантах. Соответственно, для величины $\frac{1}{G}$ получаются два разных значения:

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Таблица II

R	V_1^2	$\frac{d(v^2)}{dR}$	$\frac{1}{R}\cdot\frac{d(v^2)}{dR}$	$R^2\cdot\frac{d(v^2)}{dR}$	D_1	V_2^2	$\frac{d(v^2)}{dR}$	$\frac{1}{R}\frac{d(v^2)}{dR}$	$R^2\cdot\frac{d(v^2)}{dR}$	D_2	R
0·0	0	(0)	(35)	—	(1800)	0	0	(35)	—	(1500)	0·0
0·1	(0·144)	(2 7)	(27)	—	(1700)	(0·161)	(3·1)	(31)	—	(1300)	0·1
0·2	(0·456)	(2·9)	(15)	—	(1300)	(0·508)	(3·4)	(17)	—	(1100)	0·2
0·3	0·680	1 55	5 19	—	1000	0·757	1·62	4·85	—	750	0·3
0·4	0·791	0·88	2·19	0·14	750	0·866	0·82	2 04	0·13	540	0·4
0·5	0 876	0·86	1·72	0·22	570	0·945	0·81	1·62	0·20	100	0·5
0·6	0 957	0·71	1·19	0·26	460	1·019	0·61	1·01	0·22	320	0·6
0 7	1·017	0·47	0·68	0 23	350	1·066	0·39	0·56	0·19	250	0·7
0·8	1 052	0·22	0·27	0·14	280	1 095	0·11	0 13	0·07	190	0·8
0·9	1·052	—0·29	—0·33	—0·23	210	1·075	—0·52	—0·57	—0·42	130	0·9
1·0	1·000	—0·64	—0·64	—0·64	170	1·000	—0·87	—0·87	—0·87	98	1·0
1·1	0·940	—0·51	—0·46	—0·61	142	0·918	—0·73	—0·66	—0·88	75	1·1
1·2	0·900	—0·35	—0·29	—0·50	118	0·857	—0·49	—0·41	—0·71	63	1·2
1·3	0·867	—0·27	—0·20	—0·46	103	0·815	—0·40	—0·31	—0·68	53	1·3
1·4	0·844	—0·24	—0·17	—0·47	92	0·774	—0·41	—0·29	—0·80	13	1·4
1·5	0·821	(—0·24)	(—0·16)	(—0·53)	(80)	0·733	(—0·40)	(—0·26)	(—0·89)	(37)	1·5
1 6	(0·798)	(—0·26)	(—0·16)	(—0·66)		(0·694)	(—0·37)	(—0·23)	(—0·94)		1·6
1·7	(0·772)	(—0 26)	(—0·15)	(—0·76)		(0 659)	(—0 34)	(—0·20)	(0·98)		1·7
1·8	(0·746)	(—0·26)	(—0·14)	(—0·86)		(0·626)	(—0·31)	(—0·17)	(—1·01)		1·8
1·9	(0·720)	(—0·26)	(—0·13)	(—0·96)		(0·596)	(—0·29)	(—0·15)	(—1·04)		1·9
2·0	(0·694)	(—0 25)	(—0·12)	(—1·03)	(41)	(0·568)	(—0·26)	(—0·13)	(—1·06)	(19)	2·0
2·2	(0·645)	(—0 23)	(—0·10)	(—1·13)		(0·520)	(—0·22)	(—0·10)	(—1·08)		2·2
2·4	(0·600)	(—0·21)	(—0·09)	(—1·20)		(0·479)	(—0·19)	(—0·08)	(—1·10)		2·4
2·6	(0·559)	(—0·19)	(—0·07)	(—1·26)		(0·443)	(—0·17)	(—0·06)	(—1·11)		2·6
2·8	(0·524)	(—0·17)	(—0·06)	(—1·30)		(0·411)	(—0·15)	(—0·05)	(—1·12)		2·8
3·0	(0·493)	(—0·15)	(—0·05)	(—1·34)		(0·383)	(—0·13)	(—0·04)	(—1·13)		3·0
3·5	(0·427)	(—0·11)	(—0·03)	(—1·40)		(0·328)	(—0·09)	(—0·03)	(—1·14)		3·5
4·0	(0·378)	(—0·09)	(—0·02)	(—1·43)		(0·288)	(—0·07)	(—0·02)	(—1·15)		4·0
4·5	(0·338)	(—0·07)	(—0·02)	(—1·45)		(0·256)	(—0·06)	(—0·01)	(—1·15)		4·5
5·0	(0·305)	(—0·05)	(—0·01)	(1 47)		(0·229)	(—0·05)	(—0·01)	(—1·15)		5 0
>5				(—1·51)	(5)				(—1·15)	(7)	>5

$$\frac{1}{G_1} = 1770\,\frac{M_\odot R_\odot}{V_\odot^2\,пс^3};\ \text{при допущении } R_\odot = 7.2 \text{ кпс и } V_\odot = 234 \text{ км/сек;}$$

$$\frac{1}{G_2} = 1320\,\frac{M_\odot R_\odot}{V_\odot^2\,пс^2};\ \text{при допущении } R_\odot = 8.2 \text{ кпс и } V_\odot = 216 \text{ км/сек;} \qquad (*)$$

Величина $C=\lim\limits_{R\to\infty} R^2\frac{d(v^2)}{dR}$ дает для полной массы Галактики следующие значения:

$M_1 = 1.4.10^{11}$ солн. масс, или

$M_2 = 1.0\cdot 10^{11}$ солн. масс,—соответственно двум вариантам, принятым нами.

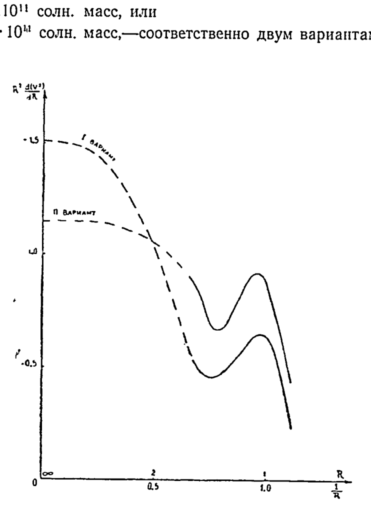


Рис. 2

Экстраполяция величины $R^2\frac{d(v^2)}{dR}$.

Оба значения хорошо согласуются со значениями, полученными разными авторами ($1.1\cdot 10^{11}$, $1.3\cdot 10^{11}$).

Следует отметить, что результат экстраполяции величины $R^2\frac{d(v^2)}{dR}$ дает возможность выбора лучшего среди возможных значений для скорости $V_\odot$. В частности, из таблицы II видно, что, вычисляя величину C на основании формулы (18), мы получаем более плавный ход изменения $R^2\frac{d(v^2)}{dR}$ во втором варианте, чем в первом. Это наглядно видно на рис.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

2, где по оси абсцисс даны значения $\frac{1}{R}$. Таким образом, повидимому, значение $V_{\odot}=216$ км/сек является более близким к истине, чем значение $V_{\odot}=234$ км/сек.

Распределение масс в Галактике со сферической структурой. Рассмотрим теперь случай, когда звездная система имеет сферическое строение, т. е. плотность равномерно изменяется во все стороны от центра.

При таком распределении масс силу притяжения можно выразить следующей формулой:

$$F(R)=-\frac{4\pi G}{R^2}\int^{R} D_V(r)r^2dr, \qquad (20)$$

где $D_V(r)$—объемная плотность на расстоянии r от центра.

Умножая уравнение (20) на R^2 и дифференцируя, получим:

$$D_V(R)=-\frac{1}{4\pi GR^2}\cdot\frac{d(R^2F)}{dR}=\frac{1}{4\pi GR^2}\cdot\frac{d(v^2R)}{dR}=$$

$$=\frac{1}{4\pi G}\left[\frac{1}{R}\cdot\frac{d(v^2)}{dR}+\left(\frac{v}{R}\right)^2\right]. \qquad (21)$$

Для перехода к «поверхностной» плотности интегрируем:

$$D(R_0)=\int_{-\infty}^{\infty}D_V(R)dZ=2\int_{R_0}^{\infty}\frac{D_V(R)RdR}{\sqrt{R^2-R_0^2}}=2\int_{0}^{\infty}D_V(\sqrt{\xi^2+R_0^2})\,d\xi. \qquad (22)$$

Для вычисления $D_V(R)$ по формуле (21) можно воспользоваться данными табл. II. Для значений величины $\frac{1}{G}$ приняты значения (*).

Таблица III

R	D_V	D_1	D_V	D_2	R		R	D_V	D_1	D_V	D_2	R
0·0	(7000)	(3600)	(5600)	(2900)	0·0		1·3	43	89	19	25	1·3
0·1	(5900)	(3200)	(5000)	(2600)	0·1		1·4	37	73	11	16	1·4
0·2	(3700)	(2400)	(3200)	(1800)	0·2		1·5	28	57	7	11	1·5
0·3	1800	1500	1400	1100	0·3		1·6	(21)		(4)		1·6
0·4	1050	1060	780	770	0·4		1·7	(17)		(3)		1·7
0·5	740	810	570	570	0·5		1·8	(13)		(2)		1·8
0·6	540	610	400	410	0·6		1·9	(10)		(1)		1·9
0·7	390	450	290	290	0·7		2·0	(7)	(17)	(1)		2·0
0·8	270	300	190	170	0·8		2·2	(4)		(1)		2·2
0·9	140	180	80	80	0·9		2·4	(3)		(0)		2·4
1·0	51	124	24	39	1·0		2·6	(2)		—		2·6
1·1	45	114	11	32	1·1		2·8	(1)		—		2·8
1·2	47	105	18	33	1·2		3·0	(0)		—		3·0

Зависимость «поверхностной» плотности D от расстояния до центра Галактики R, полученная в результате вычислений, дана графически на рис. 3 и 4.

Полученные четыре кривые представляют своеобразные границы для истинного значения плотности.

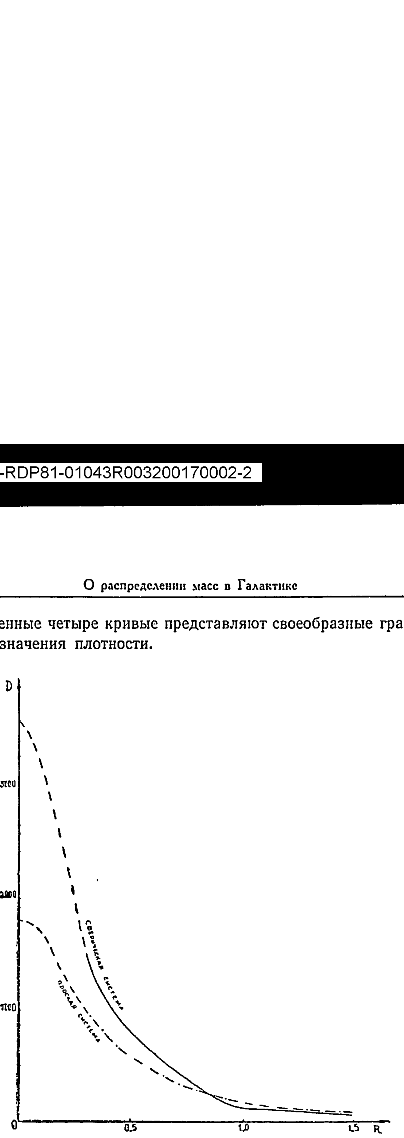


Рис. 3
Распределение масс в Галактике
I вариант: $R_{\odot}=7.2$ кпс, $V_{\odot}=234\frac{\text{км}}{\text{сек}}$.

Рассмотрение этих кривых дает возможность сделать следующие заключения.

1. По всем четырем кривым плотность вещества быстро убывает при удалении от центра Галактики до 7—8 килопарсеков. Для более удаленных точек падение плотности происходит гораздо медленнее. Такой же результат дает карта изоплотностей, составленная Ш. Т. Хабибуллиным с применением методов звездной статистики [5].

2. Такая перемена в законе изменения плотности происходит вблизи Солнца; при этом, такое явление резче выражено в случае гипотезы сферического строения Галактики.

3. В центре Галактики плотность в несколько десятков раз выше, чем в окрестностях Солнца. Рост плотности является особенно быстрым при гипотезе сферического строения.

4. Солнце находится вблизи края Галактики, в ее разреженной области.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

5. В окрестностях Солнца, по данным звездных подсчетов [5], «поверхностная» плотность должна быть равна приблизительно 40—50 $M_\odot$/пс², что хорошо согласуется со значением плотности, полученным

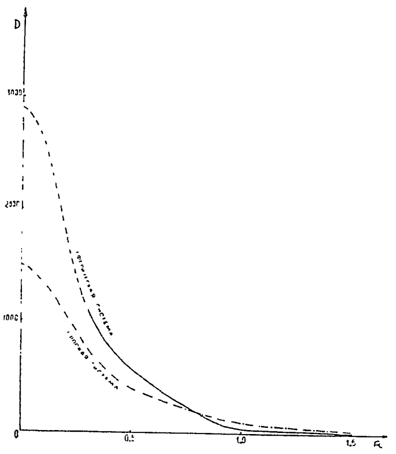


Рис. 4
Распределение масс в Галактике
II вариант: $R_\odot = 8.2$ кпс $V_\odot = 216 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$.

при втором варианте ($39 < D_2 < 98$), и не совпадает со значением плотности, вычисленным по первому варианту ($124 < D_1 < 170$).

Сентябрь, 1956 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wise A. B, Mayall N U.. Aph J. 95, 24. 1942
2. Кузмин, Г. Г. О распределении масс в Галактике. Публикации Тартуской астрон. обс., 32, № 4, 1952.
3. Паренаго П. П. Курс звездной астрономии, М. 1954.
4. Kwee K. K., Muller C. A., Westerhout G, The rotation of the inner parts of the galactic system. Bull. Astron. Netherl., № 458, 211, 1954.
5. Хабибуллин Ш. Т., Распределение звездных плотностей в высоких галактических широтах. Астрон. журн. 26, вып. 5, 1949.

ON THE MASS DISTRIBUTION IN THE GALAXY

R. I. KILADZE

(Summary)

The question of the mass distribution in the Galaxy is studied basing on the system rotation law.

The data by P. P. Parenago and the Dutch radio astronomers on rotation of the Galaxy are used.

Two models of the Galaxy are examined: the flat and the spheric ones. Formulae (11), (12), (13), (14) and (22) establishing the relation between the rotational velocity and the mass surface density are obtained for both models.

The calculation method is worked out.

The estimations were made in two variants:

1. It was assumed that $R_\odot = 7.2$ kps $V_\odot = 234 \frac{\text{km}}{\text{sec}}$ and
2. „ „ „ $R_\odot = 8.2$ kps $V_\odot = 216 \frac{\text{km}}{\text{sec}}$.

On the base of the formula (18), an extrapolation of the value $R^2 \frac{d(v^2)}{dR}$ is made for both variants (fig. 2) that are compared basing on the obtained results.

The mass distribution density as a function of the distance from the centre of the Galaxy is shown in the tables II and III and graphically represented in fig. 3 and 4. Four functions based on various assumptions made by us are obtained.

The secured results are compared with the stellar astronomy data.

September, 1956

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 22, 1958.
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 22, 1958.

НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ К ЗАДАЧЕ ДВИЖЕНИЯ МАТЕРИАЛЬНОЙ ТОЧКИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СИЛЫ, ЗАВИСЯЩЕЙ ОТ ВРЕМЕНИ

Н. Г. МАГНАРАДЗЕ

Проф. Г. Н. Дубошин в ряде работ [1—5] изучил движение материальной точки под действием силы притяжения некоторого тела переменной массы. В работе [2] задача интегрирования основных уравнений движения им была сведена к решению следующего нелинейного интегрального уравнения:

$$F(\omega) = 1 + c^3 \int_0^{\omega} \frac{\varphi[F(u)]\,du}{\left[l_0 \cos(u - \delta_0) + \int_0^u F(v) \sin(u - v)\,dv\right]^2}, \qquad (1)$$

где φ —данная функция, c, l_0, δ_0 —некоторые постоянные, а F—искомая функция.

Это сведение совершается следующим образом. Пусть переменная масса M, находящаяся в начале координат плоскости XOY, притягивает. постоянную массу m с координатами x, y по закону Ньютона. Как хорошо известно, уравнения движения имеют вид

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = - k^2 Mm \frac{x}{r^3}$$

и

$$m \frac{d^2y}{dt^2} = - k^2 Mm \frac{y}{r^3},$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, а k^2—постоянная.

Выбирая систему единиц соответствующим образом, всегда можем считать, что $k^2 = 1$.

Пусть

$$M = f(t).$$

Тогда уравнения движения примут вид

$$\frac{d^2x}{dt^2} + f(t) \frac{x}{r^3} = 0$$

и

$$\frac{d^2y}{dt^2} + f(t) \frac{y}{r^3} = 0.$$

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Принимая во внимание интеграл площадей

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{c}{r^2},$$

где ω —угол между радиус-вектором и осью Ox, а c —постоянная, и сделав преобразование

$$r = \frac{c^2}{\zeta},$$

легко получить уравнение

$$\frac{d^2\zeta}{d\omega^2} + \zeta = F(\omega), \tag{2}$$

где $F(\omega)$ означает результат подстановки неизвестной функции $t = t(\omega)$ в заданную функцию $f(t)$; таким образом $F(\omega) \equiv f(t)$.

Далее, положим

$$f'(t) \equiv \varphi[F(\omega)].$$

Теперь принимая во внимание интеграл площадей, легко получить следующее равенство

$$F''(\omega) = \varphi[F(\omega)] \frac{c^2}{\zeta^2}. \tag{3}$$

Из уравнения (2) следует, что

$$\zeta \equiv \zeta(\omega; F) = l_0 \cos(\omega - \delta_0) - \int_0^{\omega} F(v) \sin(\omega - v)\, dv, \tag{4}$$

где $l_0 \geqslant 0$ и δ_0 —постоянные.

Полагая $F(0) \equiv 1$ (такой выбор начальных значений не ограничивает общность задачи), из (3) следует, что

$$F(\omega) = 1 + c^2 \int_0^{\omega} \frac{\varphi[F(u)]}{\zeta^2(u; F)}\, du. \tag{5}$$

Последнее, очевидно, совпадает с уравнением (1).

Г. Н. Дубошин доказал (методом последовательных приближений) существование и единственность решения уравнения (5) в предположении, что функция $\varphi(F)$ удовлетворяет условию Липшица:

$$|\varphi(F') - \varphi(F'')| < N\, |F' - F''|,$$

где N—положительная постоянная.

В настоящей работе мы доказываем теорему существования и единственности решения уравнения (5) при несколько более общих условиях, а именно мы предполагаем, что

$$|\varphi(F') - \varphi(F'')| < A_0\, |F' - F''|\, \log \frac{B_0}{|F' - F''|},$$

где A_0 и B_0 —данные положительные постоянные.

Для доказательства существования и единственности решения уравнения (5) мы воспользуемся способом, предложенным польским математиком Никлиборком [6] при решении задачи Коши обыкновенного дифференциального уравнения первого порядка.

Мы будем считать, что функция $\varphi(F)$ удовлетворяет следующим условиям:

1°. $\varphi(F)$ непрерывна на замкнутом промежутке $1 - \overline{F} \leqslant F \leqslant 1 + \overline{F}$ ($\overline{F}$—данное положительное число),

2° $$|\varphi(F') - \varphi(F'')| \leqslant A_0\, |F' - F''|\, \log \frac{4\overline{F}}{|F' - F''|}, \tag{6}$$

3°. $$|\varphi(F)| \leqslant M_0 \text{ при } 1 - \overline{F} \leqslant F \leqslant 1 + \overline{F}. \tag{7}$$

Теперь положим $F_0(\omega) \equiv 1$ и

$$F_n(\omega) = 1 + c^3 \int_0^{\omega} \frac{\varphi[F_{n-1}(u)]}{\zeta^2(u; F_{n-1})}\, du, \tag{8}$$

$n = 1, 2 \ldots.$

Г. Н. Дубошин в работе [2] показал, что существуют такие положительные постоянные Δ, m_0 и $\overline{\omega}$, что

$$0 < \Delta \leqslant \zeta(\omega; F_{n-1}) \leqslant m_0 \tag{9}$$

при $0 \leqslant \omega \leqslant \overline{\omega}$ и для всех $n = 1, 2 \ldots.$

Теперь положим

$$\overline{h} = min\left(\overline{\omega}, \frac{\overline{F}\Delta^2}{M_0 c^3}\right).$$

В силу (7) все приближения $F_n(\omega)$ $(n = 1, 2 \ldots)$ не выходят из промежутка $1 - \overline{F} \leqslant F \leqslant 1 + \overline{F}$ при $0 \leqslant \omega \leqslant \overline{h}$. В самом деле, из (8) имеем

$$|F_n(\omega) - 1| \leqslant |c|^3 \int_0^{\omega} \frac{|\varphi[F_{n-1}(u)]|}{\zeta^2(u; F_{n-1})}\, du, \qquad n = 1, 2 \ldots$$

Отсюда следует, что при $0 \leqslant \omega \leqslant \overline{h}$ имеем

$$|F_1(\omega) - 1| \leqslant |c|^3 \int_0^{\omega} \frac{|\varphi[F_0(u)]|}{\zeta^2(u; F_0)}\, du \leqslant |c|^3 \frac{M_0 \overline{h}}{\Delta^2} \leqslant \overline{F}.$$

Теперь по индукции заключаем, что

$$|F_n(\omega) - 1| \leqslant \overline{F} \tag{10}$$

при $0 \leqslant \omega \leqslant h$ и для всех $n = 1, 2 \ldots.$

Для доказательства существования $\lim\limits_{n \to \infty} F_n(\omega)$ достаточно доказать сходимость ряда

$$1 + |F_1(\omega) - 1| + |F_2(\omega) - F_1(\omega)| + \ldots + |F_{n+1}(\omega) - F_n(\omega)| + \ldots \tag{11}$$

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Из (8) имеем, что

$$F_{n+1}(\omega)-F_n(\omega)=c^3\int_0^{\omega}\left[\frac{\varphi[F_n(u)]}{\zeta^2(u;F_n)}-\frac{\varphi[F_{n-1}(u)]}{\zeta^2(u;F_{n-1})}\right]du=$$

$$=c^3\int_0^{\omega}\frac{\{\varphi[F_n(u)]-\varphi[F_{n-1}(u)]\}}{\zeta^2(u;F_n)}\,du+ \tag{12}$$

$$+c^3\int_0^{\omega}\frac{[\zeta^2(u;F_{n-1})-\zeta^2(u;F_n)]\,\varphi[F_{n-1}(u)]}{\zeta^2(u;F_n)\,\zeta^2(u;F_{n-1})}\,du.$$

Но, в силу (6) и (9), очевидно, имеем

$$\left|\frac{\varphi[F_n(u)]-\varphi[F_{n-1}(u)]}{\zeta^2(u;F_n)}\right|<$$

$$<\frac{A_0}{\Delta^2}\left|F_n(u)-F_{n-1}(u)\right|\log\frac{4\overline{F}}{|F_n(u)-F_{n-1}(u)|} \tag{13}$$

Далее, из (4) следует, что

$$\left|\zeta(u;F_n)-\zeta(u;F_{n-1})\right|<\int_0^u\left|F_n(v)-F_{n-1}(v)\right|dv. \tag{14}$$

В силу (7), (9) и (14) можем написать

$$\left|\frac{[\zeta^2(u,F_{n-1})-\zeta^2(u;F_n)]\,\varphi[F_{n-1}(u)]}{\zeta^2(u;F_n)\,\zeta^2(u;F_{n-1})}\right|<\frac{2M_0m_0}{\Delta 4}. \tag{15}$$

Поэтому, на основании неравенств (13), (14) и (15), из (12) имеем

$$\left|F_{n+1}(\omega)-F_n(\omega)\right|<\frac{A_0|c|^3}{\Delta^2}\int_0^{\omega}\left|F_n(u)-F_{n-1}(u)\right|\log\frac{4\overline{F}}{|F_n(u)-F_{n-1}(u)|}\,du+$$

$$+\frac{2M_0m_0|c|^3}{\Delta 4}\int_0^{\omega}du\int_0^u|F_n(v)-F_{n-1}(v)|\,dv. \tag{16}$$

Теперь заметим, что при $0<u<\overline{h}$, в силу (10), имеем

$$|F_n(u)-F_{n-1}(u)|<|F_n(u)-1|+|F_{n-1}(u)-1|<2\overline{F}.$$

Отсюда

$$\log\frac{4\overline{F}}{|F_n(u)-F_{n-1}(u)|}>\log\frac{4\overline{F}}{2\overline{F}}=\log 2. \tag{17}$$

Далее,

$$\int_0^{\omega}du\int_0^u|F_n(v)-F_{n-1}(v)|\,dv=\int_0^{\omega}dv\int_v^{\omega}|F_n(v)-F_{n-1}(v)|\,du<$$

$$<\omega\int_0^{\omega}|F_n(v)-F_{n-1}(v)|\,dv. \tag{18}$$

Следовательно, в силу (16), (17) и (18), будем иметь

$$|F_{n+1}(\omega)-F_n(\omega)|<K_0\int_0^{\omega}|F_n(u)-F_{n-1}(u)|\log\frac{4\overline{F}}{|F_n(u)-F_{n-1}(u)|}\,du, \tag{19}$$

где

$$K_0=\frac{A_0|c|^3}{\Delta^2}+\frac{2M_0m_0|c|^3\overline{h}}{\Delta 4\log 2}. \tag{20}$$

Далее, легко видеть [6], что неравенство (19) можно заменить следующим неравенством

$$\left|F_{n+1}(\omega)-F_n(\omega)\right|\leqslant K_0A(\lambda_n)\int_0^{\omega}\left|F_n(u)-F_{n-1}(u)\right|^{\lambda_n}du, \tag{21}$$

где

$$A(\lambda_n)=\frac{K_0}{e}\,\frac{(4\overline{F})^{1-\lambda_n}}{1-\lambda_n},\quad 0\leqslant\omega\leqslant\overline{h},$$

а λ_n — совершенно произвольные числа, удовлетворяющие неравенству $0<\lambda_n<1$.

Из неравенства (21) следует [6], что

$$|F_{n+1}(\omega)<F_n(\omega)|\leqslant c_n\,\omega^{u_n}$$

где

$$u_n=1+\lambda_n+\lambda_n\lambda_{n-1}+\ldots+\lambda_n\lambda_{n-1}\ldots\lambda_3\lambda_2$$

и

$$c_n=K_0^{u_n}\frac{A(\lambda_n)^{\lambda_n}A(\lambda_{n-1})^{\lambda_n\lambda_{n-1}}A(\lambda_{n-2})\ldots A(\lambda_1)^{\lambda_n\lambda_{n-1}\ldots\lambda_2}\cdot B^{\lambda_n\lambda_{n-1}\ldots\lambda_2\lambda_1}}{2^{\lambda_n\lambda_{n-1}\ldots\lambda_2}\cdot(2+\lambda_2)^{\lambda_n\ldots\lambda_{n-1}\ldots\lambda_3}\cdot(2+\lambda_{n-1}+\ldots+\lambda_{n-1}\ldots\lambda_2)^{\lambda_n}}.$$

Тогда доказательство сходимости ряда (11) приводится к доказательству сходимости ряда

$$\sum_{n=1}^{\infty}c_n\omega^{u_n}. \tag{22}$$

Теперь положим

$$\lambda_1=\frac{1}{2}\ \text{и}\ \lambda_n=\frac{n-1}{n}\ \text{при}\ n=2,3\ldots\ .$$

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Тогда легко проверить, что

$$u_n = \frac{n+1}{2} \text{ и } A(\lambda_n) = \frac{K_0}{e}(4\bar{F})^{\frac{1}{n}} n.$$

Далее, нетрудно показать, что ряд (22) сходится, когда $0 \leqslant \omega < \frac{e}{2K_0}$.

Таким образом, существует предел

$$\lim_{n\to\infty} F_n(\omega) = F(\omega) \text{ при } 0 < \omega < \omega^*,$$

где

$$\omega^* < \min\left(\bar{h}, \frac{e}{2K_0}\right).$$

Теперь из (4) имеем, что при $0 < \omega < \omega^*$ равномерно

$$\lim_{n\to\infty} \zeta_n(\omega) = l_0 \cos(\omega - \delta_0) + \int_0^{\omega} F(v)\sin(\omega - v)\,dv.$$

Поэтому из (8) вытекает равенство (5), т. е. $F(\omega)$ является искомым решением интегрального уравнения (5).

Наконец, нетрудно проверить, что найденное решение является единственным непрерывно дифференцируемым решением рассматриваемой задачи.

Январь, 1957 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г Н Дубошин, Движение материальной точки под действием силы, зависящей от времени. Астр журн., 2, № 4, 5—11, 1925.
2. Г Н. Дубошин, Движение материальной точки под действием силы, зависящей от времени. Астр. журн. 4 № 2, 123—142, 1927.
3. Г. Н Дубошин, Движение материальной точки под действием силы, зависящей от времени. Астр. журн. 5. № 2—3, 153—172, 1928.
4. Г. Н. Дубошин, Движение материальной точки под действием силы, зависящей от времени. Астр. журн, 6 № 2, 162—179, 1929.
5. Г. Н Дубошин, О форме траекторий в задаче о двух телах с переменными массами. Астр. журн., 7, № 3—4, 153—172, 1930.
6. W Nikliborc, Sur l'application de la méthode des approximations successives, dans la théorie des équations différentielles Studia Mathematica, 1, 201—209 1929

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 22, 1958
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 22, 1958

ორი სხეულის ამოცანის ინტეგრალები სფერულ კოორდინატებში და მათი გამოყენება ორბიტების გამოსათვლელად

მ. იმნაძე

შესავალი

ორი სხეულის ამოცანის ამოხსნა საერთოდ ცნობილია. ამ ამოხსნაში, როგორც ვფიქრობთ, ე. წ. პირველი ინტეგრალები გამოიყვანება არათანმიმდევრული ხერხით. ამასთან, ზოგიერთ მათგანს არა აქვს უშუალო გამოყენება ორბიტების გამოთვლისას. ასეთი შეხედულების საფუძველზე რამდენიმე წლის წინ მიზნად დავისახეთ: 1) თანმიმდევრობით გამოგვეყვანა ორი სხეულის ამოცანის პირველი ინტეგრალები და 2) გვეპოვნა ორბიტის გამოთვლის ახალი ხერხი, სადაც პირველ ინტეგრალებს ექნებოდა უფრო მეტი გამოყენება, ვიდრე ცნობილ მეთოდებში.

ამოცანის პირველი ნაწილი შედარებით ადვილად იქნა გადაწყვეტილი. გაცილებით ძნელი აღმოჩნდა მეორე პრობლემა — ორბიტის გამოთვლის ახალი მეთოდის დამუშავება. პირველად ვცადეთ შეგვექმნა უფრო ზუსტი ხერხი რიცხობრივი. წარმოებულებისათვის, რაც გააადვილებდა ძირითადი განტოლების ამოხსნას. მაგრამ, სამი დაკვირვების შემთხვევაში ეს არ აღმოჩნდა შესაძლებელი. შემდგომ გადავწყვიტეთ დაგვეახლოვებია ჩვენი მეთოდი კლასიკურ მეთოდთან, ისე რომ, თუ მივიღებდით ამ მეთოდის ზოგიერთ დებულებას, პირველი ინტეგრალების საფუძველზე შექმნილიყო ორბიტის გამოთვლის ახალი ხერხი.

ვფიქრობთ, რომ ორბიტის განსაზღვრის ეს ახალი მეთოდი ზოგიერთი მხრივ უფრო ხელსაყრელი იქნება, ვიდრე არსებული ნეთოდები. ამჟამად იგი ალბათ სავსებით ვერ შეცვლის საყოველთაოდ მიღებულ ლაგრანჟ-გაუსის მეთოდს, მაგრამ შემდეგში შესაძლებელია განვითარებულ იქნას (ავტორის ან სხვების მიერ) და ნამდვილ ქმედით მეთოდად გადაიქცეს.

ნაწილი 1

ორი სხეულის ამოცანის ინტეგრაცია სფერულ კოორდინატებში

§ 1. მოძრაობის განტოლება სფერულ კოორდინატებში

როგორც ცნობილია, სწორკუთხოვან კოორდინატებში ორი სხეულის ამოცანის შეფარდებითი მოძრაობის განტოლებას აქვს სახე:

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -k^2\,\frac{m_0+m}{r^3}\,x,$$
$$\frac{d^2y}{dt^2} = -k^2\,\frac{m_0+m}{r^3}\,y, \quad (D)$$
$$\frac{d^2z}{dt^2} = -k^2\,\frac{m_0+m}{r_3}\,z,$$

სადაც x, y, z ცთომილის (ან კომეტის) კოორდინატებია, m_0 არის მზის მასა, m-ცთომილის (ან კომეტის) მასა, r მათ შორის მანძილი, ხოლო k^2— პროპორციულობის კოეფიციენტი ანუ მიზიდულობის მუდმივი. სიმოკლისათვის $k^2(m_0+m)$ -ის მაგიერ დავწერთ k^2-ს.

შემოვიღოთ სფერული კოორდინატები: r, β, λ, სადაც r რადიუს-ვექტორია, β -განედი ან დახრილობა, λ -გრძედი ან პირდაპირი აღვლენა. დამოკიდებულება სფერულ და სწორკუთხოვან კოორდინატებს შორის ასეთია:

$$x = r\cos\beta\cos\lambda,$$
$$y = r\cos\beta\sin\lambda.$$
$$z = r\sin\beta.$$

ავიღოთ პირველი წარმოებულები ამ ტოლობებიდან და გავაწარმოოთ t-თი. $\frac{d}{dt}$, აქაც და შემდგომშიაც, ავღნიშნოთ წერტილით ზევიდან. გვექნება:

$$\dot{x} = \dot{r}\cos\beta\cos\lambda - r\dot{\beta}\sin\beta\cos\lambda - r\dot{\lambda}\cos\beta\sin\lambda,$$
$$\dot{y} = \dot{r}\cos\beta\sin\lambda - r\dot{\beta}\sin\beta\sin\lambda - r\dot{\lambda}\cos\beta\cos\lambda,$$
$$\dot{z} = \dot{r}\sin\beta + r\dot{\beta}\cos\beta.$$

თუ ავამაღლებთ კვადრატში და შევკრებთ, მივიღებთ სიჩქარის კვადრატის გამოსახულებას:

$$v^2 = \dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2 = \dot{r}^2 + r^2\dot{\beta}^2 + r^2\cos^2\beta\,\dot{\lambda}^2. \qquad (v)$$

მოძრაობის (D) განტოლებაში ჩასასმელად პირველი წარმოებულების გამოსახულებანი კიდევ უნდა გავაწარმოოთ. მარჯვენა მხარეში $\frac{x}{r}$, $\frac{y}{r}$ და $\frac{z}{r}$ ახლა უნდა შევცვალოთ $\cos\beta\cos\lambda$, $\cos\beta\sin\lambda$ და $\sin\beta$-თი. მაშინ მივიღებთ მოძრაობის განტოლებას სფერულ კოორდინატებში:

$$\ddot{r}\cos\beta\cos\lambda - 2\dot{r}\dot{\beta}\sin\beta\cos\lambda - 2\dot{r}\dot{\lambda}\cos\beta\sin\lambda + 2r\dot{\beta}\dot{\lambda}\sin\beta\sin\lambda -$$
$$- r\dot{\beta}^2\cos\beta\cos\lambda - r\ddot{\beta}\sin\beta\cos\lambda - r\dot{\lambda}^2\cos\beta\cos\lambda - r\ddot{\lambda}\cos\beta\sin\lambda = -$$
$$-\frac{k^2}{r^2}\cos\beta\cos\lambda,$$

$$\ddot{r}\cos\beta\sin\lambda - 2\dot{r}\dot{\beta}\sin\beta\sin\lambda + 2\dot{r}\dot{\lambda}\cos\beta\cos\lambda - 2r\dot{\beta}\dot{\lambda}\sin\beta\cos\lambda -$$
$$- r\dot{\beta}^2\cos\beta\cos\lambda - r\ddot{\beta}\sin\beta\sin\lambda - r\dot{\lambda}^2\cos\beta\sin\lambda + r\ddot{\lambda}\cos\beta\cos\lambda = -$$
$$-\frac{k^2}{r^2}\cos\beta\sin\lambda,$$

$$\ddot{r}\sin\beta + 2\dot{r}\dot{\beta}\cos\beta + r\ddot{\beta}\cos\beta - r\dot{\beta}^2\sin\beta = -\frac{k^2}{r^2}\sin\beta.$$

გავამრავლოთ ეს განტოლებანი შესაბამისად $\cos\beta\cos\lambda$, $\cos\beta\sin\lambda$, $\sin\beta$-ზე და შევკრიბოთ, მივიღებთ:

$$\ddot{r} - r\dot{\beta}^2 - r\cos^2\beta\,\dot{\lambda}^2 + \frac{k^2}{r^2} = 0. \qquad (1)$$

გავამრავლოთ შესაბამისად $\cos\beta\sin\lambda$, $-\cos\beta\cos\lambda$, 0-ზე და შევკრიბოთ, მივიღებთ:

$$-2\dot{r}\dot{\lambda}\cos^2\beta + 2r\dot{\beta}\dot{\lambda}\sin\beta\cos\beta - r\ddot{\lambda}\cos^2\beta = 0. \qquad (2)$$

გავამრავლოთ შესაბამისად $\sin\beta\cos\lambda$, $\sin\beta\sin\lambda$, $-\cos\beta$-ზე და შევკრიბოთ, მივიღებთ:

$$-2\dot{r}\dot{\beta} - r\ddot{\beta} - r\sin\beta\cos\beta\,\dot{\lambda}^2 = 0. \qquad (3)$$

ცხადია, რომ ეს სამი განტოლება მოძრაობის (D) განტოლების ექვივალენტურია და ჩვენი მიზანია მათი ინტეგრაცია.

§ 2. პირველი რიგის ინტეგრაცია

(2) განტოლებას თუ გავამრავლებთ $-r$-ზე, მივიღებთ

$$2r\dot{r}\dot{\lambda}\cos^2\beta - 2r^2\dot{\beta}\dot{\lambda}\sin\beta\cos\beta + r^2\ddot{\lambda}\cos^2\beta = 0,$$

რაც შეიძლება გადაიწეროს ასე:

$$\frac{d}{dt}\left(r^2\cos^2\beta\,\dot{\lambda}\right) = 0.$$

აქედან ვღებულობთ პირველ ინტეგრალს:

$$r^2\cos^2\beta\,\dot{\lambda} = c_1, \qquad (1)$$

სადაც C-თი საერთოდ საინტეგრაციო მუდმივებს აღვნიშნავთ.

განვსაზღვროთ I-დან $\dot{\lambda}$ და შევიტანოთ იგი (3) განტოლებაში, გვექნება.

$$2\dot{r}\dot{\beta} + r\ddot{\beta} + r\sin\beta\cos\beta\,\frac{c_1^2}{r^4\cos^4\beta} = 0.$$

გავამრავლოთ ეს $2r^2\dot{\beta}$-ზე და მივიღოთ მხედველობაში, რომ

$$\frac{2\dot{\beta}\sin\beta\cos\beta}{\cos^4\beta} = \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{\cos^2\beta}\right),$$

— მაშინ, ზევითა ტოლობის ინტეგრაციით მივიღებთ მეორე ინტეგრალს

$$r^4\dot{\beta}^2 + \frac{c_1^2}{\cos^2\beta} = c_2^2. \qquad (II)$$

მუდმივი აღნიშნულია c_2^2-ით, რადგან მარცხენა მხარე წარმოადგენს კვადრატების ჯამს და არ შეიძლება უარყოფითი იყოს.

(1) განტოლებაში $\dot{\beta}^2$ და $\dot{\lambda}^2$ შევცვალოთ 1 და II ინტეგრალებიდან ძიღებული გამოსახულებებით, მივიღებთ:

$$\ddot{r} + r\,\frac{c_1^2}{r^4\cos^2\beta} - r\,\frac{c_2^2}{r^4} - r\cos^2\beta\,\frac{c_1}{r^4\cos^4\beta} + \frac{k^2}{r^2} = 0.$$

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

მეორე და მეოთხე წევრი ერთმანეთს აბათილებს. გავამრავლოთ განტოლება $2\dot{r}$ -ზე და მოვახდინოთ ინტეგრაცია. მივიღებთ მესამე ინტეგრალს:

$$\dot{r}^2 + \frac{c_2^2}{r^2} - \frac{2k^2}{r} = c_3. \tag{III}$$

ამ სამი პირველი ინტეგრალის მიღებით, მეორე რიგის სამი (1), (2), (3) დიფერენციალურ განტოლებათა სისტემა დაყვანილ იქნა პირველი რიგის სამ დიფერენციალურ განტოლებათა სისტემაზე: (I), (II), (III).

პირველი პარაგრაფის (v) განტოლებაში ჩავსვათ $\dot{r}^2$, $\dot{\beta}^2$ და $\dot{\lambda}^2$. (I), (II), (III) ინტეგრალებიდან მივიღებთ ცოცხალი ძალის ინტეგრალს:

$$v^2 = \frac{2k^2}{r} + c_3. \tag{4}$$

§ 3. მეორე რიგის ინტეგრაცია

მეორე ინტეგრალი დავწეროთ ასე:

$$r^4 \dot{\beta}^2 = c_2^2 - \frac{c_1^2}{\cos^2\beta}$$

და გავყოთ იგი პირველი ინტეგრალის კვადრატზე; მივიღებთ:

$$\left(\frac{\dot{\beta}}{\dot{\lambda}}\right)^2 \frac{1}{\cos^4\beta} = \frac{c_2^2}{c_1^2} - \frac{1}{\cos^2\beta}.$$

აქედან

$$\frac{d\beta}{\pm\sqrt{\frac{c_2^2}{c_1^2}\cos^4\beta - \cos^2\beta}} = d\lambda.$$

აღვნიშნოთ $z = \operatorname{tg}\beta$, მაშინ

$$\cos^2\beta = \frac{1}{1+z^2}, \quad d\beta = \frac{dz}{1+z^2}$$

და მივიღებთ:

$$d\lambda = \frac{\frac{dz}{1+z^2}}{\pm\sqrt{\frac{c_2^2}{c_1^2}\frac{1}{(1+z^2)^2} - \frac{1}{1+z^3}}}.$$

თუ აქ აღვნიშნავთ

$$\varepsilon^2 = \frac{c_2^2}{c_1^2} - 1, \tag{5}$$

მაშინ გვექნება:

$$d\lambda = \frac{dz}{\pm\sqrt{\varepsilon^2 - z^2}}.$$

ამის ინტეგრაცია მოგვცემს მეოთხე ინტეგრალს:

$$\arcsin\frac{z}{\varepsilon} = \lambda + c_4,$$

რომელიც შეიძლება ასე დაიწეროს:

$$\operatorname{tg}\beta = \varepsilon\sin(\lambda + c_4). \tag{IV}$$

(I) და (III) ინტეგრალებიდან (IV) -ის დახმარებით გამოვრიცხოთ dt. (I) -დან გვაქვს:

$$dt = \frac{r^2\cos^2\beta}{c_1}\,d\lambda.$$

(IV) ინტეგრალის მიხედვით —

$$\cos^2\beta = \frac{1}{1+tg^2\beta} = \frac{1}{1+\varepsilon^2\sin^2(\lambda+c_4)}.$$

ამიტომ,

$$dt = \frac{r^2 d\lambda}{c_1[1+\varepsilon^2\sin^2(\lambda+c_4)]}.$$

ავიყვანოთ უკანასკნელი კვადრატში და ჩავსვათ (III) -ში, მივიღებთ:

$$\left(\frac{dr}{d\lambda}\right)^2 \frac{1}{r^4} c_1 \left[1+\varepsilon^2\sin^2(\lambda+c_4)\right]^2 + \frac{c_2^2}{r^2} - \frac{2k^2}{r} - c_3 = 0$$

ანუ:

$$\left[\frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{d\lambda}\right]^2 = \left[c_3 + \frac{k_4}{c_2^2} - \left(\frac{c_2}{r} - \frac{k^2}{c_2}\right)^2\right] \frac{1}{c_1^2[1+\varepsilon^2\sin^2(\lambda+c_4)]^3}.$$

კვადრატული ფესვის ამოღებისა და მცირე გარდაქმნის შემდეგ დაიწერება:

$$\frac{1}{c_2}\frac{d}{d\lambda}\left[\frac{\frac{c_2}{r} - \frac{k^2}{c_2}}{\sqrt{c_3 + \frac{k^4}{c_2^2}}}\right] = \sqrt{1 - \frac{\left(\frac{c_2}{r} - \frac{k^2}{c_2}\right)^2}{c_3 + \frac{k^4}{c_2^2}}}\;\frac{1}{c_1[1+\varepsilon^2\sin^2(\lambda+c_4)]}$$

აღვნიშნოთ:

$$\frac{\frac{c_2}{r} - \frac{k^2}{c_2}}{\sqrt{c_3 + \frac{k^4}{c_2^2}}} = u, \qquad tg(\lambda + c_4) = z,$$

მაშინ

$$d\lambda = \frac{dz}{1+z^2}, \quad \sin^2(\lambda + c_4) = \frac{z^2}{1+z^2}$$

და წინა ტოლობა ასე გადაიწერება:

$$\frac{1}{c_2}\int\frac{du}{\sqrt{1-u^2}} = \frac{1}{c_1}\int\frac{dz}{1+\frac{c_2^2}{c_1^2}z^2}.$$

აქედან ინტეგრაციით მივიღებთ:

$$\arccos u = \operatorname{arctg}\left[\frac{c_2}{c_1}z\right] + c_5$$

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

ძველ ცვლადებს როცა დავუბრუნდებით, გვექნება:

$$\arccos\left[\frac{\frac{c_2}{r}-\frac{k^2}{c_2}}{\sqrt{c_3+\frac{k^4}{c_2^2}}}\right]=\operatorname{arctg}\left[\frac{c_2}{c_1}\operatorname{tg}(\lambda+c_4)\right]+c_5$$

ეს არის მეხუთე ინტეგრალი, რომელიც შეიძლება ასე დაიწეროს:

$$\frac{r}{c_2}=\frac{1}{\sqrt{c_3+\frac{k^2}{c_2^2}}\ \cos\left\{arc\operatorname{tg}\left[\frac{c_2}{c_1}\operatorname{tg}(\lambda+c_4)\right]+c_5\right\}}$$

ალვნიშნოთ:

$$\frac{c_2^2}{k^2}=p \tag{6}$$

$$\sqrt{1+\frac{c_2^2 c_3}{k_4}}=e, \tag{7}$$

$$\frac{c_2}{c_1}\operatorname{tg}(\lambda+c_4)=\operatorname{tg}\varphi \tag{8}$$

მაშინ გვექნება:

$$r=\frac{p}{1+e\cos(\varphi+c_5)}. \tag{V}$$

§ 4. მეორე რიგის ინტეგრაცია (გაგრძელება)

(IV) და (V) ინტეგრალები გამოსახავენ კავშირს კოორდინატებს შორის სრული გადაწყვეტისათვის აუცილებელია, რომ ერთ-ერთი კოორდინატი მაინც გამოისახოს დროის ფუნქციის სახით. ამ მიზნით ავიღოთ (I) ინტეგრალი და გამოვსახოთ იგი φ-ის საშუალებით. r-ის მაგიერ ჩავსვათ (V) გამოსახულება. ხოლო $\cos^2\beta$ განვსაზღვროთ (IV) -დან და (8) -დან.

$$\cos^2\beta=\frac{1}{1+\varepsilon^2\sin^2(\lambda+c_4)}=\frac{1+\frac{c_2^2}{c_1^2}\operatorname{tg}^2\varphi}{1+\operatorname{tg}^2\varphi}\cdot$$

იმავე (8) -დან გამოვითვლით $\dot\lambda$ -ს:

$$\dot\lambda=\frac{\frac{c_1}{c_2}\left[1+\operatorname{tg}^2\varphi\right]}{1+\frac{c_1^2}{c_2^2}\operatorname{tg}^2\varphi}\dot\varphi\quad.$$

ჩავსვათ (I) ინტეგრალში, მივიღებთ

$$r^2\dot\varphi=c_2, \tag{9}$$

რაც შეიძლება ასე გადავწეროთ:

$$\frac{p^2\,d\varphi}{[1+e\cos(\varphi+c_5)]^2}=c_2\,dt.$$

ალვნიშნოთ

$$\varphi+c_5=v,$$

$$\operatorname{tg}\frac{v}{2}=z,$$

მაშინ

$$d\varphi=dv,\qquad dv=\frac{2\,dz}{1+z^2},\qquad \cos v=\frac{1-z^2}{1+z^2},$$

$$1+e\cos v=\frac{1+e+(1-e)z^2}{1+z^2}$$

და მივიღებთ:

$$\frac{2p^2(1+z^2)\,dz}{[1+e+(1-e)z^2]^2}=c_2\,dt.$$

ამის ინტეგრაციისათვის საჭიროა გარდაქმნა; შევნიშნოთ რომ

$$\frac{z^2}{[1+e^2+(1-e^2)z^2]^2}=\frac{[1+e+(1-e)z^2]\frac{1}{1-e}}{[1+e+(1-e)z^2]^2}-\frac{\frac{1+e}{1-e}}{[1+e+(1-e)z^2]^2}\cdot$$

ამიტომ

$$\frac{2p^2(1+z^2)\,dz}{[1+e+(1-e)z^2]^2}=2p^2\left(1-\frac{1+e}{1-e}\right)\frac{dz}{[1+e+(1-e)z^2]^2}+$$

$$+\frac{\frac{2p^2}{1-e}\,dz}{1+e+(1-e)z^2}\cdot$$

პირველი წევრის ინტეგრაცია ხდება რეკურენტული ფორმულით [1].

$$\int\frac{dx}{(ax^2+bx+c)^n}=\frac{1}{(n-1)(4ac-b^2)}\frac{2ax+b}{(ax^2+bx+c)^{n-1}}+$$

$$+\frac{2n-3}{2n-2}\,\frac{4a}{4ac-b^2}\int\frac{dx}{(ax^2+bx+c)^{n-1}}$$

მსგავსი წევრების შეკრების შემდეგ მივიღებთ:

$$\int\frac{2p^2(1+z^2)\,dz}{[1+e+(1-e)z^2]^2}=\frac{2p^2}{1-e^2}\int\frac{dz}{1+e+(1-e)z^2}-$$

$$-\frac{2p^2ez}{(1-e^2)[1+e+(1-e)z^2]}\cdot$$

ამიტომ, საბოლოოდ გვექნება:

$$\frac{2p^2}{(1-e^2)^{3/2}}\operatorname{arctg}\left[\sqrt{\frac{1-e}{1+e}}\operatorname{tg}\frac{v}{2}\right]-$$

$$=\frac{2p^2}{(1-e^2)^{3/2}}\cdot\frac{e\sqrt{\frac{1-e}{1+e}}\operatorname{tg}\frac{v}{2}}{\left[1+\frac{1-e}{1+e}\operatorname{tg}^2\frac{v}{2}\right]}=c_2t+\bar c_6\cdot$$

ეს არის მეექვსე ინტეგრალი, რომელსაც ჩვეულებრივად სხვა ფორმას აძლევენ. ალვნიშნოთ:

$$\sqrt{\frac{1-e}{1+e}}\operatorname{tg}\frac{v}{2}=\operatorname{tg}\frac{E}{2} \tag{10}$$

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

$$\frac{c_2(1-e^2)^{-\frac{3}{2}}}{p^2} = n. \qquad (11)$$

$$\frac{c_4(1-e^2)^{\frac{3}{2}}}{p^2} = c_6. \qquad (12)$$

მაშინ ჩვეულ ფორმას გადაიწერება ასე:

$$E - e\sin E = nt + c_6. \qquad (\mathrm{VI})$$

მეექვსე ინტეგრალის ამ ფორმას ეწოდება კეპლერის განტოლება:

თუ $e=1$, ეს განტოლება არ იქნება სამართლიანი, რადგან $1-e=0$.

ამ შემთხვევაში აღვნიშნოთ $\operatorname{tg}\frac{v}{2}=z$; ჩავსვათ (9) -ში, გვექნება:

$$\int \frac{p^2 dv}{(1+e\cos v)^2} = \int \frac{2p^2 d\left(\frac{v}{2}\right)}{4\cos^4\frac{v}{2}} = \frac{p^2}{2}\int (1+z^2)\,dz.$$

აქედან

$$\frac{p^2}{2}\operatorname{tg}\frac{v}{2} + \frac{p^2}{6}\operatorname{tg}^3\frac{v}{2} = c_2 t - c_6'. \qquad (\mathrm{IV}_1)$$

მიღებული ექვსი ინტეგრალი ერთმანეთზე დამოუკიდებელია (იხ. § 5) და ამიტომ ისინი წარმოადგენენ (1), (2), (3) დიფერენციალურ განტოლებათა სისტემის სრულ ამოხსნას. ეს ინტეგრალები შეიძლება სხვა გზითაც იქნას მიღებული. (9) -დან r^2 -ის მაგიერ გამოვრიცხოთ $\dot{\varphi}$ (V) -დან გვაქვს:

$$\varphi + c_5 = \arccos\left[\frac{1}{e}\left(\frac{p}{r} - 1\right)\right].$$

აქედან

$$\dot{\varphi} = \frac{\frac{1}{e}\cdot\frac{p}{r^2}\,\dot{r}}{\sqrt{1-\frac{1}{e^2}\left(\frac{p}{r^2}-1\right)^2}}$$

ჩავსვათ ეს (9) -ში, მივიღებთ:

$$\frac{p\,r\,\dot{r}}{\sqrt{-(1-e^2)r^2+2pr-p^2}} = c_2\,.$$

ამის ინტეგრაცია მოგვცემს:

$$\frac{-ep^2}{(1-e^2)^{3/2}}\sqrt{1-\left(\frac{r-\frac{p}{1-e^2}}{\frac{ep}{1-e^2}}\right)^2} +$$

$$+\frac{p^2}{(1-e^2)^{3/2}}\arcsin\frac{r-\frac{p}{1-e^2}}{\frac{ep}{1-e^2}} = c_2 t + c''_6.$$

თუ გამოვიყენებთ აღნიშვნას $\frac{a-r}{ae} = \cos E_1$, ვნახავთ, რომ ეს იგივე კეპლერის განტოლებაა* და, მაშასადამე, E -სა და r -ს შორის არსებობს დამოკიდებულება:

$$r = a(1 - e\cos E). \qquad (13)$$

(I) და (II) ინტეგრალებიდან ვღებულობთ:

$$r^4\cos^2\beta\,\dot{\lambda}^2 + r^4\dot{\beta}^2 = c_2^2. \qquad (14)$$

(9) -დან $r^2\dot{\varphi} = c_2$ და აქედან გამოდის დამოკიდებულება:

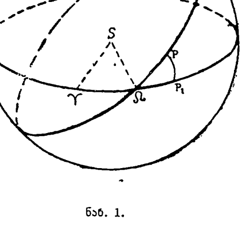
$$\dot{\varphi}^2 = \cos^2\beta\,\dot{\lambda}^2 + \dot{\beta}^2 \qquad (15)$$

§ 5. გეომეტრიული ინტერპრეტაცია

მიღებული ფორმულები ახასიათებს ცთომილის მოძრაობას მზის გარშემო და საშუალებას იძლევა გამოვარკვიოთ საინტეგრაციო მუდმივების გეომეტრიული მნიშვნელობა; ამავე დროს შეიძლება ვიგულისხმოთ, რომ მათ შესახებ წინასწარ არაფერი არ არის ცნობილი.

(V) ინტეგრალი წარმოადგენს კონუსური კვეთის მრუდს ე. ი. ბრტყელ მრუდს. აქედან დავასკვნით, რომ ცთომილი მოძრაობს სიბრტყეში, რომელიც გადის მზის ცენტრში (რადგან რადიუსი გამოდის მზიდან). ეს იგივეა, რაც კეპლერის პირველი კანონი.

(IV) ინტეგრალიდან $\operatorname{tg}\beta = \varepsilon\sin(\lambda + c_4)$ ჩანს, რომ β იცვლის ნიშანს. ეს იმას ნიშნავს, რომ ცთომილის ორბიტა კვეთს ეკლიპტიკის (და ეკვატორის) სიბრტყეს. გადაკვეთა ხდება ორ წერტილში (აღმავალი და დაღმავალი კვანძები: ☊ და ☋). როცა $\beta = 0$, მაშინ $\lambda = -c_4$, ე. ი. $-c_4$ არის აღმავალი კვანძის გრძედი. $-c_4 = \Omega$.



ნახ. 1.

ნახ. 1-ზე S არის მზე, P არის ცთომილი, P_1 -მისი გეგმილი, γ -დღეღამსწორობის წერტილი, Ω -აღმავალი კვანძი, $\angle P\Omega P_1 = i$ ორბიტის დახრა ძირითად სიბრტყესთან, $\Omega P_1 = \lambda$, $PP_1 = \beta$, $\Omega P = \varphi$.

სწორკუთხოვან $PP\Omega$ სამკუთხედზე გამოვიყენოთ სფერული ტრიგონომეტრიის ფორმულა $\operatorname{tg}a = \sin b \operatorname{tg}A$, მივიღებთ $\operatorname{tg}\beta = \operatorname{tg}i\sin(\lambda-\Omega)$. შევადაროთ ეს ფორმულა (IV) ინტეგრალს; ვნახავთ, რომ $\operatorname{tg}i = \varepsilon$. (5) აღნიშვნის თანახმად, $\varepsilon^2 = \frac{c_2^2}{c_1^2} - 1$; აქედან გამოდის:

$$\frac{c_1}{c_2} = \cos i.$$

* ამ ხერხით კეპლერის განტოლება მიღებულია ე. და ბ სტრემგრენების წიგნში [2].

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

თუ გამოვიყენებთ იმავე $P\Omega P_1$ სამკუთხედზე ფორმულას:
$\sin a \cos C = \cos c \sin b - \sin c \cos b \cos A$, მივიღებთ $\operatorname{tg}(\lambda-\Omega) = \operatorname{tg}(\Omega P) \cos i$,

რადგან $\cos C=0$. ამის შედარება (8) აღნიშვნასთან, ე. ი. $\frac{c_2}{c_1} \operatorname{tg}(\lambda+c_4) = \operatorname{tg}\varphi$ -სთან გვარწმუნებს, რომ მართლაც $\varphi = \Omega P$, ე. ი. φ არის განედის არგუმენტი.

(9) ფორმულა გამოსახავს ფართთა კანონს, — ფართითი სიჩქარე ორბიტის სიბრტყეში მუდმივია. I ინტეგრალი გამოსახავს, რომ ფართითი სიჩქარის გეგმილი ძირითად საკოორდინატო სიბრტყეზე მუდმივია. ორბიტის სიბრტყეს თუ ავირჩევთ ძირითად საკოორდინატო სიბრტყედ, მაშინ $\beta=0$, $\lambda=\varphi$ და (I) ინტეგრალიდან პირდაპირ ვღებულობთ (9) ფორმულას.

(II) და (III) ინტეგრალები არ გვხდება თეორიული ასტრონომიის კურსებში, მაგრამ ისინი შეიძლება მიღებულ იქნას მოძრაობის კანონიკური განტოლებიდან. $r^2 \frac{d\beta}{dt}$ არის ფართითი სიჩქარის გეგმილი იმ სიბრტყეზე, რომელიც გადის რადიუსზე ძირითადი სიბრტყის მართობულად. (IV) ფორმულას თეორიულ ასტრონომიაში არ ეწოდება ინტეგრალი, მაგრამ ის გამოიყენება როგორც სფერული ტრიგონომეტრიის ფორმულა.

(7) და (6) აღნიშვნებიდან ე. ი. $e = \sqrt{1 + \frac{c_2^2 c_3}{k_4}}$, $c_2^2 = k^2 p$. მიიღება c_3 -ის მნიშვნელობა $c_3 = -\frac{(1-e^2)k^2}{p}$; მაგრამ $p=a(1-e^2)$ და გვექნება $c_3 = -\frac{k^2}{a}$. აქ უნდა შევნიშნოთ, რომ სიმოკლისათვის k^2 -ით აღნიშნული გვაქვს $k^2(m_0+m)$ (იხ. § 1). თუ მივიღებთ, რომ მზის მასა $m_0 = 1$, მაშინ (6) აღნიშვნის თანახმად გვექნება:

$$c_2^2 = -k^2(1+m)p, c_3 = -\frac{k^2(1+m)}{a}, \text{ სადაც } m \approx 0.$$

φ-ს მნიშვნელობა პერიჰელიუმში აღვნიშნოთ ω -თი. ამ შემთხვევაში (V) ინტეგრალს ექნება სახე:

$$r = \frac{p}{1 + e\cos(\omega + c_5)}.$$

პერიჰელიუმში მანძილი უმცირესია და ამიტომ მნიშვნელი უდიდესი უნდა იყოს. ეს ნიშნავს, რომ $\omega + c_5 = 0$, ე. ი. $c_5 = -\omega$.

თუ T_0 პერიჰელიუმზე გადასვლის ერთ-ერთი მომენტია, მაშინ ამ დროს $E=0$ და (VI) ინტეგრალიდან გვექნება $c_6 = -nt_0$, სადაც (11) აღნიშვნის თანახმად $n = \frac{c_2(1-e^2)^{3/2}}{p^2}$. ჩავსვათ აქ c_2 -ის მნიშვნელობა, მივიღებთ:

$$n = \frac{\sqrt{p}\sqrt{1+m}\,k(1-e^2)^{3/2}}{p^2},$$

მაგრამ $p = a(1-e^2)$ და გვექნება:

$$n = \frac{k\sqrt{1+m}}{a^{3/2}}.$$

ამრიგად კავშირი ჩვენს საინტეგრაციო მუდმივებსა და თეორიულ ასტრონომიაში მიღებულ მუდმივებს შორის ასეთია:

$$\left.\begin{aligned}
c_1 &= k\sqrt{1+m}\sqrt{p}\cos i,\\
c_2 &= k\sqrt{1+m}\sqrt{p},\\
c_3 &= -\frac{k^2(1+m)}{a},\\
c_4 &= -\Omega,\\
c_5 &= -\omega,\\
c_6 &= -nT,
\end{aligned}\right\} \qquad (16)$$

სადაც T_0 არის პერიჰელიუმზე გადასვლის ერთ-ერთი მომენტი, ხოლო

$$n = \frac{k\sqrt{1+m}}{a^{3/2}}.$$

§ 6. ინტეგრალების ურთიერთ დამოუკიდებლობა

ახლა განვიხილოთ ორი საკითხი: 1) არის თუ არა ჩვენ მიერ მიღებული ფორმულები ორი სხეულის ამოცანის ინტეგრალები და 2) ქმნიან თუ არა ისინი შეფარდებითი მოძრაობის დიფერენციალური განტოლების სრულ ამოხსნას.

პირველ კითხვაზე დადებითად უნდა ვუპასუხოთ, რადგან (I), (II), (III), (IV), (V) და VI) ფორმულები მიღებულია თანმიმდევრული ინტეგრაციით მოძრაობის დიფერენციალური განტოლებიდან და მათ ადვილად მიეცემა ფორმა, რომელიც მოითხოვება დიფერენციალურ განტოლებათა თეორიით; სახელდობრ, თითოეული მუდმივი შეიძლება წარმოვადგინოთ როგორც ფუნქცია დანარჩენი მუდმივების, კოორდინატების, მათი წარმოებულებისა და დროისა. მართლაც, შეიძლება ისინი ასე დავწეროთ:

$$c_1 = r^2\cos^2\beta\,\dot\lambda, \qquad (I)$$

$$c_2^2 = r^4\dot\beta^2 + r^4\cos^2\beta\,\dot\lambda^2, \qquad (II)$$

$$c_3 = \dot r^2 + r^2\dot\beta^2 + r^2\cos^2\beta\dot\lambda^2 - \frac{2k^2}{r}, \qquad (III)$$

$$c_4 = \operatorname{arc}\frac{\operatorname{tg}\beta}{\varepsilon} - \lambda, \qquad (IV).$$

სადაც

$$\varepsilon^2 = \frac{c_2^2}{c_1^2} - 1;$$

$$c_5 = \arccos\left[\frac{\frac{c_2}{r} - \frac{k^2}{c_2}}{\sqrt{c_3 + \frac{k^4}{c_2^2}}}\right] - \operatorname{arc\,tg}\left[\frac{c_2}{c_1}\operatorname{tg}(\lambda - c_4)\right], \qquad (V).$$

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

$$c_6 = arc\,\mathrm{tg}\left[\sqrt{\frac{1-e}{1+e}}\ \mathrm{tg}\ \frac{\varphi+c_5}{2}\right] - \frac{e\sqrt{\frac{1-e}{1+e}}\ \mathrm{tg}\frac{\varphi+c_5}{2}}{1+\frac{1-e}{1+e}\ \mathrm{tg}^2\ \frac{\varphi+c_5}{2}} - nt, \quad \text{(VI)}$$

სადაც

$$e = \sqrt{1+\frac{c_2^2 c_3}{k^4}},$$

$$\mathrm{tg}\,\varphi = \frac{c_3}{c_1}\,\mathrm{tg}\,(\lambda + c_4), \qquad n = k\sqrt{\frac{1+m}{a^3}}.$$

მეორე კითხვის შესახებ უნდა შევნიშნოთ, რომ ჩვენ მიერ განხილული მოძრაობის (D) განტოლება წარმოადგენს მეექვსე რიგის დიფერენციალურ განტოლებათა სისტემას. დიფერენციალურ განტოლებათა თეორიის თანახმად ამ სისტემის სრულ ამოხსნას წარმოადგენს ექვსი ურთიერთ დამოუკიდებელი პირველი ინტეგრალი. ამრიგად უნდა დავამტკიცოთ ამ ექვსი ინტეგრალის ურთიერთ დამოუკიდებლობა, რომ რომელიმე მათგანი არ მიიღება დანარჩენებიდან შეკრების, გამოკლების, გამრავლებისა და გაყოფის გზით. განვიხილოთ ჯერ (IV), (V), (VI) ინტეგრალები. ისინი ურთიერთ დამოუკიდებელია, ვინაიდან (IV) -ში შედის მხოლოდ β და λ; (V) -ში შედის r და λ, ხოლო (VI) -ში შედის λ (φ-ს საშუალებით) და t. პირველ სამ ინტეგრალში შედის წარმოებულები და ამიტომ ისინი დამოუკიდებელია უკანასკნელი სამისაგან. ამავე დროს ისინი ურთიერთ დამოუკიდებელიც არიან, ვინაიდან პირველში შედის მხოლოდ λ -ს წარმოებული, მეორეში შედის λ -სა და β -ს წარმოებული, ხოლო მესამეში შედის λ -ს, β-სა და r-ის წარმოებულები. ამრიგად, ექვსივე ინტეგრალი დამოუკიდებელია და ისინი ქმნიან მოძრაობის დიფერენციალურ განტოლებათა სისტემის სრულ ამოხსნას.

თეორიული ასტრონომიის კურსებში [3, 4, 5] გამოყვანილია ექვსი ინტეგრალი: სამი ფართითი ინტეგრალი, ცოცხალი ძალის ინტეგრალი, რადიუსვექტორის ფორმულა და კეპლერის განტოლება. ამათგან პირველი ოთხი მიღებულია სწორკუთხოვან კოორდინატებში, მეხუთე და მეექვსე კი პოლარულ კოორდინატებში. ფართითი ინტეგრალებიდან მიიღება სათავეზე (მზეზე) გამავალი სიბრტყის განტოლება, რომელიც შეიძლება ჩაითვალოს ერთ ინტეგრალად. ამ შემთხვევაში სამი ფართითი ინტეგრალიდან დამოუკიდებელი იქნება ორი. ჩვენი ფორმულებიდან მესამე ექვივალენტურია ცოცხალი ძალის ინტეგრალისა; პირველი ორი ფორმულა კი შეესაბამება ორ ფართით ინტეგრალს. ამავე დროს პირველი ზუსტად დაიყვანება ერთ-ერთ ფართით ინტეგრალზე, მეორეს კი თეორიულ ასტრონომიაში არ აქვს შესაბამისი ფორმა.

სწორკუთხოვან კოორდინატებში სრული ამოხსნა უფრო რთული სახისაა [6]. მასში შედის სამი ფართითი ინტეგრალი, ცოცხალი ძალის ინტეგრალი, სამი ე. წ. ლაპლასის ინტეგრალი და კიდევ ერთი ინტეგრალი, რომელიც გამოსახავს კავშირს დროსა და რომელიმე კოორდინატს შორის, მაგალითად, კეპლერის განტოლება. ამ რვა ინტეგრალს შორის არის ორი დამოკიდებულება ე. ი. დამოუკიდებელი რჩება ექვსი ინტეგრალი, თუმცა ვერ ვიტყვით თუ ამათგან რომელი ორია ზედმეტი.

სრული ამოხსნა სფერულ კოორდინატებში მიიღება აგრეთვე კანონიკურ განტოლებათა თეორიის საშუალებით, რაც განხილულია ციური მექანიკის ზოგიერთ კურსში [6, 7, 8]. მაგრამ, კანონიკურ განტოლებათა თეორია

რთულია და ამოხსნასაც არა აქვს ისეთი ცხადი სახე, როგორც ზემოთ მიღებულ ინტეგრალებს. ამასთან აღსანიშნავია, რომ ჩვენი საინტეგრაციო მუდმივები წარმოადგენს კანონიკურ ელემენტებს.

ამრიგად, ზემოთ მოყვანილ სრულ ამოხსნას უპირატესობა აქვს თანმიმდევრობისა და სიმარტივის მხრივ. ამას გარდა, ვფიქრობთ, რომ მიღებული ფორმულები უფრო ხელსაყრელი იქნება ციური მექანიკისა და სავარსკვლავო ასტრონომიის ზოგიერთი საკითხის შესწავლისათვის.

§ 7. გეოცენტრული მოძრაობა

მიღებული ფორმულები ახასიათებს ცთომილის მოძრაობას მზის გარშემო. საინტერესო იქნებოდა იმის გამორკვევა, თუ რა ფორმა აქვს ცთომილის მოძრაობას დედამიწის მიმართ, რომელიც თვითონ მოძრაობს მზის გარშემო როგორც ერთ-ერთი ცთომილი. დამოკიდებულება ჰელიოცენტრულ და გეოცენტრულ კოორდინატებს შორის ასეთია:

$$r\cos\beta\cos\lambda = \rho\cos b\cos l - X,\quad r\cos b\sin\lambda = \rho\cos b\sin l - Y,$$
$$r\sin\beta = \rho\sin b - Z. \quad (17)$$

აქ ρ, b, l არის ცთომილის გეოცენტრული სფერული კოორდინატები, ხოლო X, Y, Z მზის სწორკუთხოვანი გეოცენტრული კოორდინატები. მოძრაობის (D) განტოლებაში ჰელიოცენტრულ კოორდინატებს თუ შევცვლით გეოცენტრულით, (17) ფორმულების მიხედვით, § 1-ის ანალოგიურად მივიღებთ:

$$\ddot{\rho} - \rho\dot{b} - \rho\cos^2 b\, l^2 + \frac{k^2}{r^3}\rho = (\ddot{X}\cos b\cos l + \ddot{Y}\cos b\sin l + \ddot{Z}\sin b) +$$
$$+\frac{k^2}{r^3}(X\cos b\cos l + Y\cos b\sin l + Z\sin b), \quad (1')$$

$$-2\rho\, l\cos^2 b + 2\rho\, b\dot{l}\sin b\cos b - \rho\,\ddot{l}\cos^2 b = (\ddot{X}\cos b\sin l - \ddot{Y}\cos b\cos l) +$$
$$+\frac{k^2}{r^3}(X\cos b\sin l - Y\cos b\cos l), \quad (2')$$

$$-2\dot{\rho}\dot{l} - \rho\ddot{b} - \rho\sin b\cos b\, l^2 = (\ddot{X}\sin b\sin l + \ddot{Y}\sin b\sin l - \ddot{Z}\cos b) +$$
$$+\frac{k^2}{r^3}(X\sin b\cos l + Y\sin b\sin l - Z\cos b). \quad (3')$$

თუ b, l -ის წარმოებულებს ჩავთვლით ცნობილად, მაშინ ეს განტოლებანი შეიცავენ ოთხ უცნობს: ρ, $\dot{\rho}$, $\ddot{\rho}$ და r -ს.

მეოთხე განტოლებად შეიძლება ავიღოთ:

$$r^2 = \rho^2 + R^2 + 2R\rho\cos\psi, \quad (18)$$

რაც მიიღება (17)-დან; იქედანვე ჩანს, რომ

$$R\cos\psi = -(X\cos b\cos l + Y\cos b\sin l + Z\sin b). \quad (19)$$

(2′) განტოლება შევკვეცოთ $\cos b$-ზე. შემოვიღოთ აღნიშვნები:

$$\left.\begin{aligned} X\sin b\cos l + Y\sin b\sin l - Z\cos b &= \xi, \\ X\sin l - Y\cos l &= \eta. \end{aligned}\right\} \quad (20)$$

$$\left.\begin{aligned} \ddot{X}\sin b\cos l + Y\sin b\sin l - Z\cos b &= (\xi)'', \\ X\sin l - \ddot{Y}\cos l &= (\eta)''. \end{aligned}\right\} \quad (21)$$

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

გავამრავლოთ (2) $\dot{b}$-ზე და (3′)$-\dot{l}\cos b$-ზე; შეკრებით მივიღებთ:

$$\rho=\frac{(\eta)''\dot{b}-(\xi)''\cos b\,\dot{l}+\frac{k^2}{r^3}\left[\eta\dot{b}-\xi\cos b\dot{l}\right]}{[2\dot{b}\dot{l}\sin b\cos b-\ddot{l}\cos^2 b]\,\dot{b}+[\ddot{b}+\sin b\cos b\dot{l}^2]\cos b\dot{l}}. \quad (22)$$

ეს არის ლაგრანჟის განტოლება გეოცენტრულ კოორდინატებში. ის გამოსახავს დამოკიდებულებას ρ და r-ს შორის და უნდა ამოიხსნას (18)-თან ერთად. წარმოებულები $\dot{b}$, $\dot{l}$ და სხვა უნდა გამოითვალოს რიცხობრივი მეთოდით b, l სიდიდეების რამდენიმე მნიშვნელობით. რიცხობრივი წარმოებულებით ორბიტის განსაზღვრა დაკავშირებულია ლაპლასის სახელთან. მაგრამ, ლაპლასის მეთოდი ემყარება არა კოორდინატების წარმოებულებს, არამედ მიმართულების კუთხის კოსინუსების წარმოებულებს. ამ შემთხვევაში ლაგრანჟის განტოლებას უფრო რთული ფორმა აქვს, ვიდრე (22)-ს.

შევნიშნავთ, რომ დედამიწა მოძრაობს მზის გარშემო დაახლოებით ორი სხეულის ამოცანის მიხედვით და ადგილი აქვს დაახლოებით ტოლობას.

$$\ddot{X}\approx-\frac{k^2X}{R^3},\quad \ddot{Y}\approx-\frac{k^2y}{R^3},\quad \ddot{Z}\approx-\frac{k^2z}{R^3}, \quad (23)$$

რაც (22) აღნიშვნებისათვის გვაძლევს.

$$-(\eta)''\approx-\frac{k^2\eta}{R^3},\qquad (\xi)''\approx-\frac{k^2\xi}{R^3}. \quad (24)$$

(1), (2), (3) სისტემის ინტეგრაცია მოგვცემდა ორი სხეულის ამოცანის ინტეგრალებს გეოცენტრულ კოორდინატებში. ეს ინტეგრაცია უშუალოდ არ ხერხდება, მაგრამ შეიძლება ზემოთ მიღებულ ინტეგრალებში ჩავსვათ გეოცენტრული კოორდინატები (17) ფორმულების მიხედვით. მაგალითად, პირველ ინტეგრალს გეოცენტრულ კოორდინატებში აქვს ასეთი სახე:

$$\rho^2\cos^2 b\,\dot{l}+\rho[(\dot{X}\sin l-\dot{Y}\cos l)\cos b+\dot{b}\sin b(X\sin l-$$
$$-Y\cos l)-\dot{l}\cos b(X\cos l+Y\sin l)]-\dot{\rho}\cos b(X\sin l-Y\cos l)-$$
$$-(\dot{X}Y-\dot{Y}X)=c_1 \quad (I')$$

აქ მოვიყვანთ მხოლოდ IV ინტეგრალის გარდაქმნას გეოცენტრულ კოორდინატებში, რადგან დანარჩენის გარდაქმნა და ფორმა რთულია და გამოყენება არ ჩანს. (IV) ინტეგრალი შეიძლება ასე დავწეროთ:

$$\operatorname{tg}\beta=\varepsilon\cos c_4\sin\lambda+\varepsilon\sin c_4\cos\lambda.$$

კოორდინატთა გარდაქმნის (17) ფორმულებიდან გვაქვს:

$$\sin\lambda=\frac{\rho\cos b\sin l-Y}{r\cos\beta},\qquad \cos\lambda=\frac{\rho\cos b\cos l-X}{r\cos\beta},$$
$$\operatorname{tg}\beta=\frac{\rho\sin b-Z}{r\cos\beta}. \quad (25)$$

ჩავსვათ ეს გამოსახულებანი ზემო ტოლობაში, მივიღებთ მეოთხე ინტეგრალს გეოცენტრულ სფერულ კოორდინატებში:

$$\rho=\frac{\varepsilon\cos c_4\,Y+\varepsilon\sin c_4\,X-Z}{\varepsilon\cos c_4\cos b\sin l+\varepsilon\sin c_4\cos b\cos l-\sin b}. \quad (IV')$$

ნაწილი II

ორბიტის განსაზღვრა

§ 8. საკითხის დასმა

ორბიტის განსაზღვრა ნიშნავს იმ ექვსი მუდმივის, ე. წ. ორბიტის ელემენტების, განსაზღვრას, რომლებიც შედის ორი სხეულის ამოცანის ინტეგრალებში. პირველი გზა შეიძლება ასეთი იყოს. ზუსტად რომ განისაზღვრებოდეს დაკვირვებითი მონაცემებით $\dot{b}$, $\dot{l}$, $\ddot{b}$, $\ddot{l}$ და აგრეთვე ასტრონომიული ყოველწლიურის მონაცემებით $\ddot{X}$, $\ddot{Y}$, $\ddot{Z}$, მაშინ (22) და (18) განტოლების ერთობლივი ამოხსნით მოიპოვება ρ და r. შემდეგ ამ სიდიდეებით და ზემოთ აღნიშნული წარმოებულებით განისაზღვრება ყველა მუდმივი. წარმოებულების მეთოდს ემყარება ლაპლასის მეთოდი, რომელიც მათემატიკურად მარტივი ფორმისაა, მაგრამ პრაქტიკულად არ იძლევა საკმაო სიზუსტეს. ამის მიზეზია მიმართულების კუთხის კოსინუსების რიცხობრივი წარმოებულების (რაც ლაპლასის მეთოდში შედის) არასიზუსტე. ლაპლასის მეთოდი გადმოცემულია მულტონის წიგნში [7].

რომ შეგვეძლოს ზუსტად გამოვითვალოთ მხოლოდ პირველი წარმოებულები $\dot{b}$, $\dot{l}$ და აგრეთვე $\ddot{X}$, $\ddot{Y}$, $\ddot{Z}$, მაშინ ρ-ს გამომსახველ (22) ფორმულაში, რომელსაც აქვს სახე

$$\rho=\frac{M}{P}+\frac{N}{P}\frac{1}{r^3},$$

მრიცხველები M და N ზუსტი იქნებოდა. ლაგრანჟ-გაუსის ცნობილ მეთოდში $\frac{M}{P}$ ზუსტად გამოითვლება, $\frac{N}{P}$-ში კი შედის უცნობი სიდიდეები. თუ გამოვითვლით $\frac{M}{P}$-ს ლაგრანჟ-გაუსის მეთოდით, ვიპოვით მნიშვნელს, რადგან M და N ცნობილი იქნება. შემდგომ, მნიშვნელით და N-ით განისაზღვრება $\frac{1}{r^3}$-ის კოეფიციენტი. (22)-ის და (18)-ის ამოხსნით ვიპოვით r და ρ-ს, რომელთა საშუალებით გამოითვლება მუდმივები. სასურველია ამ მეთოდის შემოწმება, მაგრამ აქ სხვა გზა გვინდა განვავითაროთ.

რიცხვობრივი მეთოდით უფრო ზუსტად გამოითვლება ჰელიოცენტრული კოორდინატების წარმოებულები, რადგან ისინი შედარებით თანაბრად იცვლება. პირველი მიახლოების საშუალებით გამოთვლილი ეს წარმოებულები შეიძლება საკმაოდ ზუსტი იყოს. სამკუთხედების ფართთა შეფარდება n_1 და n_2, რაც ლაგრანჟ-გაუსის მეთოდში მანძილების ფორმულაში შედის, შეიძლება გამოთვლილ იქნას რადიუს-ვექტორით და მისი წარმოებულით, ე. ი. r და $\dot{r}$-ით.

მიზანშეწონილად მივგაჩნია ლაგრანჟის განტოლება r-ის ნაცვლად განვიხილოთ n_1-ის მიმართ. პარამეტრის p-ს განსაზღვრისათვის, რისთვისაც გაუსმა შექმნა სამკუთხედისა და სექტორის ფართთა შეფარდების თეორია, ვეცდებით გამოვიყენოთ φ-სა და λ-ს რიცხობრივი წარმოებულები. შემდგომ, მანძილებისა და რიცხობრივი წარმოებულების საშუალებით განისაზღვრება მუდმივები.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

§ 9. n_1 -სა და n_2 -ის გამოსახულება

n_1 -სა და n_2 -სათვის თეორიულ ასტრონომიაში ცნობილია შემდეგი გამოსახულებანი:

$$n_1 = \frac{\tau_1}{\tau}\left\{ 1 + \frac{u}{6}(\tau^2 - \tau_1^2) - \frac{\dot{u}}{12}\tau_2(\tau\tau_2 - \tau_1^2) + \frac{u^2}{360}(\tau^2 - \tau_1^2)(7\tau^2 - 3\tau_1^2) + \frac{\ddot{u}}{120}\left[3(\tau^4 - \tau_1^4) - 10\tau_1\tau_2\tau^2\right] + \dots \right\},$$

$$n_2 = \frac{\tau_2}{\tau}\left\{ 1 + \frac{u}{6}(\tau^2 - \tau_2^2) + \frac{\dot{u}}{12}\tau_1(\tau\tau_1 - \tau_2^2) + \frac{u^2}{360}(\tau^2 - \tau_2^2)(7\tau^2 - 3\tau_2^2) + \frac{\ddot{u}}{120}\left[3(\tau^4 - \tau_2^4) - 10\tau_1\tau_2\tau^2\right] + \dots \right\},$$

სადაც

$$\tau_1 = k(t_2 - t), \qquad \tau_2 = k(t - t_1),$$

$$u = r^{-3}, \qquad \dot{u} = \frac{du}{dt} \text{ და სხვა.}$$

ეს მწკრივები შეიძლება ასე გადავწეროთ:

$$\left(\frac{\tau}{\tau_1}n_1 - 1\right)\frac{1}{\tau^2 - \tau_1^2} = \frac{u}{6} - \frac{\dot{u}}{6}\frac{\tau_2(\tau\tau_2 - \tau_1^2)}{\tau^2 - \tau_1^2} + \dots$$

$$\left(\frac{\tau}{\tau_2}n_2 - 1\right)\frac{1}{\tau^2 - \tau_2^2} = \frac{u}{6} + \frac{\dot{u}}{6}\frac{\tau_1(\tau\tau_1 - \tau_2^2)}{\tau^2 - \tau_2^2} + \dots$$

გამოკლებისას გამოირიცხება ყველაზე დიდი წევრი და გაერთმნიშვნელოვანების შემდგომ გვექნება:

$$n_1(\tau_1 + 2\tau_2) - n_2(\tau_2 + 2\tau_1) + \tau_2 - \tau_1 = -\frac{\tau_1\tau_2(\tau_1^2 + \tau_2^2 + \tau_1\tau_2)\dot{u}}{12} + \dots$$

როცა შევცვლით u, $\dot{u}$ და სხვ. r, $\dot{r}$ და სხვ., მივიღებთ

$$n_2 = \frac{\tau_1 + 2\tau_2}{\tau_2 + 2\tau_1}n_1 + \frac{\tau_2 - \tau_1}{\tau_2 + 2\tau_1} - \frac{\tau_1\tau_2(\tau_1^2 + \tau_2^2 + \tau_1\tau_2)\dot{r}}{4(\tau_2 + 2\tau_1)r^4} + \dots$$

ეს შეიძლება ასე დაიწეროს:

$$n_2 = hn_1 + m, \tag{26}$$

სადაც

$$h = \frac{\tau_1 + 2\tau_2}{\tau_2 + 2\tau_1} \tag{27}$$

$$m = \frac{\tau_2 - \tau_1}{\tau_2 + 2\tau_1} - \frac{\tau_1\tau_2(\tau_1^2 + \tau_2^2 + \tau_1\tau_2)\dot{r}}{4(\tau_2 + 2\tau_1)r^4} - \frac{\tau_1\tau_2(\tau_2 - \tau_1)\left[2(\tau_1^2 + \tau_2^2 + \tau_1\tau_2)) + 3\tau_1\tau_2\right]}{120(\tau_2 + 2\tau_1)r^6} - \frac{\tau_1\tau_2(\tau_2 - \tau_1)\left[4(\tau_1^2 + \tau_2^2 + \tau_1\tau_2) + \tau_1\tau_2\right]}{40(\tau_2 + 2\tau_1)}\left[\frac{4\dot{r}^2}{r^5} - \frac{\ddot{r}}{r^4}\right]. \tag{28}$$

პირველი მიახლოებისათვის $f=0$ და

$$m = \frac{\tau_2 - \tau_1}{\tau_2 + 2\tau_1}, \tag{29}$$

სადაც f-ით აღნიშნულია (28) -ის წევრები, მეორედან დაწყებული.

§ 10. ფორმულები ρ_1, ρ, ρ_2-სათვის

თეორიულ ასტრონომიაში ცნობილია ფორმულები გეოცენტრული მანძილების განსაზღვრისათვის:

$$\begin{aligned} \rho_1 n_1\lambda_1 - \rho\lambda + \rho_2 n_2\lambda_2 &= n_1X_1 - X + n_2X_2, \\ \rho_1 n_1\mu_1 - \rho\mu + \rho_2 n_2\mu_2 &= n_1Y_1 - Y + n_2Y_2, \\ \rho_1 n_1\nu_1 \rho\nu + \rho_2 n_2\nu_2 &= n_1Z_1 - Z + n_2Z_2. \end{aligned} \tag{30}$$

აქედან განისაზღვრება ρ_1, ρ, ρ_2 როგორც n_1 და n_2 -ის ფუნქცია. λ_1, λ, λ_2 წარმოადგენს მიმართულების კუთხის კოსინუსებს:

$$\lambda_1 = \cos\delta_1\cos\alpha_1, \qquad \mu_1 = \cos\delta_1\sin\alpha_1, \; \nu_1 = \sin\delta_1 \text{ და ა. შ.}$$

(ჩვენს აღნიშვნებში $\delta = b$ და $\alpha = l$).

(30) -დან მიიღება:

$$n_1\rho_1\Delta = \begin{vmatrix} n_1X_1 - X + n_2X_2, & -\lambda, & \lambda_2 \\ n_1Y_1 - Y + n_2Y_2, & -\mu, & \mu_2 \\ n_1Z_1 - Z + n_2Z_2, & -\nu, & \nu_2 \end{vmatrix} = D_1, \tag{31}$$

$$\rho\Delta = \begin{vmatrix} \lambda_1, & n_1X_1 - X + n_2X_2, & \lambda_2 \\ \mu_1, & n_1Y_1 - Y + n_2Y_2, & \mu_2 \\ \nu_1, & n_1Z_1 - Z + n_2Z_2, & \nu_2 \end{vmatrix} = D, \tag{32}$$

$$n_2\rho_2\Delta = \begin{vmatrix} \lambda_1, & -\lambda, & n_1X_1 - X + n_2X_2 \\ \mu_1, & -\mu, & n_1Y_1 - Y + n_2Y_2 \\ \nu_1, & -\nu, & n_1Z_1 - Z + n_2Z_2 \end{vmatrix} = D_2 \tag{33}$$

სადაც

$$\Delta = \begin{vmatrix} \lambda_1, & -\lambda, & \lambda_2 \\ \mu_1, & -\mu, & \mu_2 \\ \nu_1, & -\nu, & \nu_2 \end{vmatrix} \tag{34}$$

ეს დეტერმინანტები შეიძლება გადაიწეროს ასე:

$$\begin{aligned} D_1 = {} & (n_1X_1 - X + n_2X_2)(\sin b_2\cos b\sin l - \sin b\cos b_2\sin l_2) + \\ & (n_1Y_1 - Y + n_2Y_2)\,.\,(\sin b\cos b_2\cos l - \sin b_2\cos b\cos l) + \\ & + (n_1Z_1 - Z + n_2Z_2)\cos b\cos b_2\sin(l_2 - l_1); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} D = {} & (n_1X_1 - X + n_2X_2)\sin b_2\cos b_1\sin l_1 - \sin b_1\cos b_2\sin l_2) + \\ & + (n_1Y_1 - Y + n_2Y_2)\;(\sin b_1\cos b_2\cos l_2 - \sin b_2\cos b_1\cos l_1) + \\ & + (n_1Z_1 - Z + n_2Z_2)\cos b_1\cos b_2\sin(l_2 - l_1); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} D_2 = {} & (n_1X_1 - X + n_2X_2)(\sin b\cos b_1\sin l_1 - \sin b_1\cos b\sin l) + \\ & + (n_1Y_1 - Y + n_2Y_2)\cdot(\sin b_1\cos b\cos l - \sin b\cos b_1\cos l_1) + \\ & + (n_1Z_1 - Z + n_2Z_2)\cos b_1\cos b\sin(l - l_1); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta = {} & \sin b_1\cos b\cos b_2\sin(l_2 - l_1) - \sin b\cos b_1\cos b_2\sin(l_2 - l_1) + \\ & + \sin b_2\cos b\cos b_1\sin(l - l_1). \end{aligned}$$

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

შემოვიღოთ აღნიშვნები:

$$\left.\begin{aligned} a_1 &= \frac{1}{\Delta}(\sin b_2 \cos b \sin l - \sin b \cos b_2 \sin l_2), \\ b_1 &= \frac{1}{\Delta}(\sin b \cos_2 \cos l_2 - \sin q_2 \cos b \cos l), \end{aligned}\right\} \quad (35)$$

$$c_1 = \frac{1}{\Delta} \cos b \cos b_2 \sin (l_2 - l).$$

$$\left.\begin{aligned} a &= \frac{1}{\Delta}(\sin b_2 \cos b_1 \sin l_1 - \sin b_1 \cos b_2 \sin l_2), \\ b &= \frac{1}{\Delta}(\sin b_1 \cos b_2 \cos l_2 - \sin b_2 \cos b_1 \cos l_1), \\ c &= \frac{1}{\Delta} \cos b_1 \cos b_2 \sin (l_2 - l_1); \end{aligned}\right\} \quad (36)$$

$$\left.\begin{aligned} a_2 &= \frac{1}{\Delta}(\sin b \cos b_1 \cos l_1 - \sin b_1 \cos b \sin l), \\ b_2 &= \frac{1}{\Delta}(\sin b_1 \cos b \cos l - \sin b \cos b \cos l_1), \\ c_2 &= \frac{1}{\Delta} \cos b_1 \cos b \sin (l - l_1). \end{aligned}\right\} \quad (37)$$

კონტროლისათვის აქედან მიიღება:

$$\left.\begin{aligned} a_1 \cos b_1 \cos l_1 - a \cos b \cos l + a_2 \cos b_2 \cos l_2 &= 1, \\ b_1 \cos b_1 \cos l_1 - b \cos b \cos l + b_2 \cos b_2 \cos l_1 &= 0, \\ c_1 \cos b_1 \cos l_1 - c \cos b \cos l + c_2 \cos b_2 \cos l_2 &= 0, \end{aligned}\right\} \quad (38)$$

$$\left.\begin{aligned} a_1 \cos b_1 \sin l_1 - a \cos b \sin l + a_2 \cos b_2 \sin l_2 &= 0, \\ b_1 \cos b_1 \sin l_1 - b \cos b \sin l + b_2 \cos b_2 \sin l_2 &= 1, \\ c_1 \cos b_1 \sin l_1 - c \cos b \sin l + c_2 \cos b_2 \sin l_2 &= 0, \end{aligned}\right\} \quad (38)$$

$$\left.\begin{aligned} a_1 \sin b_1 - a \sin b + a_2 \sin b_2 &= 0, \\ b_1 \sin b_1 - b \sin b + b_2 \sin b_2 &= 0. \\ c_1 \sin b_1 - c \sin b + c_2 \sin b_2 &= 1. \end{aligned}\right\} \quad (38'')$$

ამ აღნიშვნებით (31), (32) და (33) მიიღებს სახეს:

$$\left.\begin{aligned} n_1 \rho_1 &= (n_1 X_1 - X + n_2 X_2) a_1 + (n_1 Y_1 - Y + n_2 Y_2) b_1 + \\ &\quad + (n_1 Z_1 - Z + n_2 Z_2) c_1, \\ \rho &= (n_1 X_1 - X + n_2 X_2) a + (n_1 Y_1 - Y + n_2 Y_2) b + (n_1 Z_1 - \\ &\quad - Z + n_2 Z_2) c, \\ n_2 \rho_2 &= (n_1 X_1 - X + n_2 X_2) a_2 + (n_1 Y_1 - Y + n_2 Y_2) b_2 + \\ &\quad (n_1 Z_1 - Z + n_2 Z_2) c_2. \end{aligned}\right\} \quad (39)$$

აქ $n_1 = n_1^0 + d_1 r^{-3}$, $n = n_2^0 + d_2 r^{-3}$, სადაც d_1 და d_2 გამოითვლება მიახლოებით. როცა ჩავსვამთ ამ სიდიდეებს (39) სისტემის მეორე ტოლობაში მივიღებთ ლაგრანჟის განტოლებას, რომელიც მოხსენებული იყო ზემოთ.

ჩავსვათ (39) -ში n_2 -ის მნიშვნელობა, n_1 -ით გამოსახული, ე. ი. $n_2 = hn_1 = m$; მივიღებთ:

$$\left.\begin{aligned} n_1 \rho_1 &= n_1 [(X_1 + h X_2) a_1 + (Y_1 + hY_2) b_1 + (Z_1 + hZ_2) c_1] + \\ &\quad + (-X + mX_2) a_1 + (-Y + mY_2) b_1 + (-Z + mZ_2) c_1, \\ \rho &= n_1 [(X_1 + hX_2) a + (Y_1 + hY_2) b + (Z + hZ_2) c] + \\ &\quad + (-X + m X_2) a + (-y + mY_2) b + (-Z + mZ_2) c, \\ [hn_1 + m] \rho_2 &= n_1 [(X_1 + hX_2) a_2 + (Y_1 + hY_2) b_2 + \\ &\quad + (Z_1 + hZ_2) c_1] + (-X + mX_2) a_2 + (-Y + mY_2) b_2 + \\ &\quad (-Z + mZ_2) c_2. \end{aligned}\right\} \quad (40)$$

აღვნიშნოთ:

$$\left.\begin{aligned} P_1 &= (-X + mX_2) a_1 + (-Y + mY_2) b_1 + (-Z + mZ_2) c_1, \\ P &= (-X + mX_2) a + (-Y + mY_2) b + (-Z + mZ_2) c, \\ P_2 &= (-X + mX_2) a_2 + (-Y + mY_2) b_2 + (-Z + mZ_2) c_2, \\ Q_1 &= (X_1 + hX_2) a_1 + (Y_1 + hY_2) b_1 + (Z_1 + hZ_2) c_2, \\ Q &= (X_1 + hX_2) a + (Y_1 + hY_2) b + (Z_1 + hZ_2) c, \\ Q_2 &= (X_1 + hX_2) a_2 + (Y_1 + hY_2) b_2 + (Z_1 + hZ_2) c_2 \end{aligned}\right\} \quad (41)$$

$$f(X) = n_1 X_1 - X + n_2 X_2, \; f(Y) = n_1 Y_1 - Y + n_2 Y_2, \; f(Z) = n_1 Z_1 - Z + n_2 Z_2 \quad (41^1)$$

მაშინ მივიღებთ:

$$n_1 \rho_1 = P_1 + Q_1 n_1, \quad \rho = P + Q n_1, \quad (hn_1 + m) \rho_2 = P_2 + Q_2 n_1. \quad (42)$$

$$\begin{aligned} n_1 \rho_1 &= f(X) a_1 + f(Y) b_1 + f(Z) c_1, \quad \rho = f(X) a + f(Y) b + f(Z) c \\ \rho_2 &= f l(X) a_2 + f(Y) b_2 + f(Z) c_2 \end{aligned} \quad (42^1)$$

კონტროლი პირველი მიახლოებისათვის, როცა $f = 0$ $(h - m = 1)$, იქნება:

$$\left.\begin{aligned} (Q_1 - P_1) \cos b_1 \cos l_1 - (Q - P) \cos b \cos l + \\ (Q_2 - P_2) \cos b_2 \cos l_2 = X_1 + X + X_2, \\ (Q_1 - P_1) \cos b_1 \sin l_1 - (Q - P) \cos b \sin l + \\ + (Q_2 - P_2) \cos b_2 \sin l_2 = Y_1 + Y + Y_2, \\ (Q_1 - P_1) \sin b_1 - (Q - P) \sin b + (Q_2 - P_2) \sin b_2 = \\ = Z_1 + Z + Z_2. \end{aligned}\right\} \quad (43)$$

§ 11. n_1 -ის განსაზღვრა

n_1 -სათვის § 9-ში გვქონდა:

$$n_1 = \frac{\tau_1}{\tau} \left\{ 1 + \frac{u}{6} \left(\tau^2 - \tau_1^2 \right) - \frac{\dot{u}}{12} \tau_2 (\tau \tau_2 - \tau_1^2) + \dots \right\},$$

სადაც $u = \dfrac{1}{r^3}$ და $\dfrac{\tau_1}{\tau} = n_1^0$ წევრები დაწყებული u -დან აღვნიშნოთ f_1-ით, ხოლო $(n_1 - n_1^0)$ კი Δn_1 -ით. მაშინ ზევითა ტოლობა გადაიწერება ასე:

$$\Delta n_1 = \frac{n_1^0 (\tau_2 + 2 \tau_1) \tau_2}{6 r^3} + f_1, \quad (44)$$

სადაც f_1 მცირე სიდიდეა და პირველი მიახლოებისათვის ჩაითვლება ნულის ტოლად.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

$$f_1 = \frac{n_1^0(\tau_2+2\tau_1)\tau_2}{6r^3}\left\{\frac{3}{2}\,\frac{\tau_1\tau_2+\tau_2^2-\tau_1^2}{\tau+\tau_1}\,\frac{\dot r}{r}+\frac{7\tau^2-3\tau_1^2}{60r^3}+\frac{3[2\tau_1(\tau^2-3\tau_1\tau_2)+3\tau_2^3]}{20(\tau+\tau_1)}\left[4\frac{\dot r^2}{r^2}-\frac{\ddot r}{r}\right]\right\}.$$

(42) -დან $\rho = P + Qn_1$, (18) -დან $r^2 = \rho^2 + R^2 + 2\rho R\cos\psi$. აღვნიშნოთ:

$$\rho_0 = P + Qn_1^0, \qquad r_0^2 = \rho_0^2 + 2R\cos\psi\,\rho_0 + R^2.$$

მაშინ:

$$r^2 = (\rho_0 + Q\Delta n_1)^2 + 2R\cos\psi(\rho_0 + Q\Delta n_1) + R^2.$$

ანუ

$$r^2 = r_0^2 + Q\Delta n_1(2\rho_0 + 2R\cos\psi) + Q^2\Delta n_1^2. \tag{45}$$

$$\Delta n_1 = \frac{n_1^0\tau_2(\tau_2+2\tau_1)}{6[r_0^2+\Delta n_1 Q(2\rho_0+2R\cos\psi+Q\Delta n_1)]^{3/2}}. \tag{46}$$

თუ შემოვიღებთ აღნიშვნას:

$$A = \frac{n_1^0\tau_2(\tau_2+2\tau_1)}{6r_0^3}. \tag{47}$$

და

$$B = \frac{Q\Delta n_1(2\rho_0+2R\cos\psi+Q\Delta n_1)}{r_0^2}, \tag{48}$$

მაშინ (46) გადაიწერება ასე:

$$\Delta n_1 = \frac{A}{[1+B]^{3/2}}. \tag{49}$$

(49) -ის ამოხსნა მოგვცემს Δn_1 -ს, რის შემდეგაც $n_1 = n_1^0 + \Delta n_1$. უნდა გვახსოვდეს, რომ B არ არის ნუდმივი და ის თვით შეიცავს უცნობ Δn_1-ს. Δn_1 -ის სიმცირის გამო B მცირეა, რის გამოც Δn_1 მცირედ განსხვავდება A -საგან; ე. ი. $\Delta n_1 \approx \Delta n_1^0 \approx A$. პირველად B -ს გამოვითვლით დაშვებით, რომ $\Delta n_1 = \Delta n_1^0$. ჩავსვამთ ამას (49) -ში, მივიღებთ Δn_1 -ის მნიშვნელობას. შემდეგ Δn_1-ის ახალი მნიშვნელობით გამოვითვლით B -ს და (49) -დან ისევ ვიპოვით Δn_1 -ს. და ა. შ., სანამ ერთიმეორეს არ დაემთხვევა Δn_1 -ის ძველი და ახალი მნიშვნელობა.

Δn_1 -სათვის A და B -თი შეიძლება შევადგინოთ ცხრილი. ეს იქნება დაახლოებითი მნიშვნელობა, რადგან B თვით შეიცავს Δn_1 -ს და გამოითვლება ამ სიდიდის წინა მნიშვნელობით.

გვეცოდინება რა $n_1 = n_1^0 + \Delta n_1$, (42) ფორმულებიდან გამოითვლება ρ_1, ρ, ρ_2. ამის შემდეგ გამოითვლება აბერაციული შესწორება და ისევ გამოითვლება n_1^0, n_2^0 n_1 n_2 და მანძილები ρ_1, ρ, ρ_2.

(18) ფორმულების საშუალებით გამოითვლება გეოცენტრული მანძილები. f_1 და f შესწორებათა გამოთვლა, სადაც შედის r -ის წარმოებულები, მოითხოვს ბევრ დროს და არ არის საიმედო. ამიტომ n_1 -ის შემდეგი მიახლოებისათვის გამოვიყენებთ გიბსის ფორმულას:

$$n_1 = \frac{\tau_2}{\tau}\,\frac{1+B_1r_1^{-3}}{1-Br^{-3}}, \qquad n_2 = \frac{\tau_2}{\tau}\,\frac{1+B_2r_2^{-3}}{1-Br^{-3}} \tag{50}$$

რის შემდეგაც ისევ გამოითვლება ρ_1, ρ, ρ_2 და r_1, r, r_2.

ჯერჯერობით დავკმაყოფილდებით იმ სიზუსტით, რომელსაც იძლევა გიბსის ფორმულა.

§ 12. რიცხობრივი წარმოებულების გამოთვლა

დაკვირვებით მიღებული კოორდინატების რიცხობრივი წარმოებულები ($\dot b$, $\dot l$ და სხვ.) არ გამოდის საკმაოდ ზუსტი ამ კოორდინატების არათანაბარი ცვლილების გამო. მაგრამ ვფიქრობთ, რომ რიცხობრივი წარმოებულები შეიძლება გამოყენებულ იქნას ჰელიოცენტრული კოორდინატებისათვის, რომლებიც უფრო თანაბრად იცვლებიან.

როცა რაიმე u სიდიდე არ არის მოცემული როგორც დროის გარკვეული ფუნქცია, არამედ ცნობილია მხოლოდ მისი რამდენიმე კერძო მნიშვნელობა, მაშინ პირველი და მეორე რიგის წარმოებულების გამოთვლისათვის ასე იქცევიან. აიღებენ ამ სიდიდის სამ კერძო მნიშვნელობას და გაატარებენ მასზე მეორე რიგის პარაბოლს. თუ $\bar\tau$ -თი აღვნიშნავთ მიმდინარე დროს, ამ პარაბოლს ექნება სახე:

$$a\bar\tau^2 + b\bar\tau + c = u. \tag{51}$$

დაკვირვების პირველი მომენტისათვის მივიღოთ ნიშნაკი "1", მესამე მომენტისათვის — ნიშნაკი "2", ხოლო შუა მომენტი დავწეროთ უნიშნაკოდ ან ნიშნაკით "0". მაშინ a, b, c კოეფიციენტების განსაზღვრისათვის გვექნება სამი განტოლება:

$$a\bar\tau_1^2 + b\bar\tau_1 + c = u_1, \quad a\bar\tau^2 + b\bar\tau + c = u, \quad a\bar\tau_2^2 + b\bar\tau_2 + c = u_2. \tag{52}$$

დროის დასაწყისად მივიღოთ შუა დაკვირვების მომენტი t_0,* მაშინ შესაფერისი $\bar\tau_\kappa$ გამოითვლება ფორმულით $\bar\tau_\kappa = t_\kappa - t_0$, რაც გვაძლევს:

$$\bar\tau_1 = t_1 - t_0, \qquad \bar\tau_0 = 0 \qquad \bar\tau_2 = t_2 - t_0. \tag{53}$$

(52) -ის მეორე ტოლობა გვაძლევს $c = u$; ჩავსვათ ეს პირველ და მესამე ტოლობაში, მივიღებთ:

$$a\bar\tau_1^2 + b\bar\tau_1 = -u + u_1, \qquad a\bar\tau_2^2 + b\bar\tau_2 = u_2 - u.$$

აქედან განისაზღვრება a და b:

$$a = \frac{(u_2-u)\bar\tau_1 + (u-u_1)\bar\tau_2}{\bar\tau_1\bar\tau_2(\bar\tau_2-\bar\tau_1)},$$

$$b = \frac{(u-u_1)\bar\tau_2^2 - (u_2-u)\bar\tau_1^2}{\bar\tau_1\bar\tau_2(\bar\tau_2-\bar\tau_1)}.$$

a და b -ს განსაზღვრის შემდეგ წარმოებულები $\dot u$ და $\ddot u$ რაიმე მომენტში გამოითვლება ფორმულებით:

$$\dot u = 2a\bar\tau + b, \qquad \ddot u = 2a. \tag{54}$$

როგორც ცნობილია, თეორიულ ასტრონომიაში მიღებულია წესი, რომ თუ გამოსახულებაში შედის დაკვირვების ორი მომენტი სამიდან, მას აღნი-

* მულტონის მიხედვით [7] დროის დასაწყისად სჯობს მივიღოთ დაკვირვებათა სამივე მომენტის ერთი მესამედი; მაგრამ, განსხვავება მცირეა. ფორმულა კი რთულდება.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

[illegible] [illegible], რომელიც არ შედის მასში. ამიტომ შეიძლება აღვნიშნოთ:

$$t_2 - t = \tau_1, \qquad t_c - t_1 = \tau_2, \qquad t_2 - t_1 = \tau;$$

ე. ი.

$$\bar{\tau}_1 = -\tau_2, \qquad \bar{\tau}_2 = \tau_1, \qquad \bar{\tau}_2 - \bar{\tau}_1 = \tau.$$

ამის მიხედვით a და b -სათვის გვექნება:

$$a = -\frac{(u-u_1)\tau_1 + (u_2-u)\tau_2}{\tau_1\tau_2\tau}, \qquad b = \frac{(u-u_1)\tau_1^2 + (u_2-u)\tau_2^2}{\tau_1\tau_2\tau} \tag{55}$$

მეორე წარმოებულები საერთოა ყველა მომენტისათვის:

$$\ddot{u} = 2a, \tag{56}$$

ხოლო პირველი წარმოებულები გამოითვლება ფორმულებით:

$$\dot{u}_1 = -2a\tau_2 + b, \qquad \dot{u} = b, \qquad \dot{u}_2 - 2a\tau_1 + b. \tag{57}$$

ხშირად დროს გამოსახავენ k ერთეულებში, სადაც k მიზიდულობის მუდმივაა. ამ შემთხვევაში $\theta = k(t - t_0)$,

$$\theta_1 = k\tau_1, \ \theta_2 = k\tau_2. \ \theta = k\tau.$$

a და b კოეფიციენტების და წარმოებულების გამოსახულება, ცხადია, ისეთივე დარჩება, მხოლოდ τ-ს მაგიერ ჩაისმება შესაბამისი θ.

§ 13. $\frac{c_2}{c_1}$ და c_4 -ის განსაზღვრა. λ და ψ -ს გამოთვლა

მანძილების გამოთვლის შემდეგ, რასაც ვაწარმოებთ § 11-ის მიხედვით, შეიძლება შევუდგეთ ორბიტის ელემენტების განსაზღვრას. პირველად განვიხილოთ შეფარდების $\frac{c_2}{c_1}$ და c_4-ის განსაზღვრა.

(IV′) ინტეგრალი შეიძლება ასე დავწეროთ:

$$\varepsilon \sin c_4(\rho \cos b \cos l - X) + \varepsilon \cos c_4(\rho \cos b \sin l - Y) = \rho \sin b - Z. \tag{IV''}$$

ფრჩხილებში ჩასმული გამოსახულებანი და მარჯვენა მხარე წარმოადგენენ ჰელიოცენტრულ კოორდინატებს $x\ y\ z$;

$$x = \rho \cos b \cos l - X, \quad Y = \rho \cos b \sin l - Y, \quad Z = \rho \sin b - Z. \tag{57}$$

ამიტომ (IV′′) მიიღებს სახეს:

$$\varepsilon \sin c_4\, x + \varepsilon \cos c_4\, y = z.$$

დავწეროთ ეს ტოლობა დაკვირვების პირველი და მესამე მომენტისათვის:

$$\varepsilon \sin c_4\, x_1 + \varepsilon \cos c_4\, y_1 = z_1, \qquad \varepsilon \sin c_4\, x_2 + \varepsilon \cos c_4\, y_2 = z_2 \tag{58}$$

აქედან:

$$\varepsilon \sin c_4 = \frac{z_2 y_1 - z_1 y_2}{x_2 y_1 - x_1 y_2}, \qquad \varepsilon \cos c_4 = \frac{z_1 x_2 - x_1 z_2}{x_2 y_1 - x_1 y_2} \tag{59}$$

ამ ფორმულების ერთმანეთზე გაყოფით მიიღება $tg\, c_4$ და გაიგება c_4. თუ ავამაღლებთ კვადრატში (59) -ის ორივე ფორმულას და შევკრებთ, მი-

ვიღებთ ε^2 -ს. მაგრამ $\varepsilon^2 = \frac{c_2^2}{c_1^2} - 1$ და აქედან გაიგება შეფარდება $\frac{c_2}{c_1}$.

სწორკუთხოვანი და სფერული ჰელიოცენტრული კოორდინატები დაკავშირებულია ერთმანეთთან ტოლობებით:

$$x = r \cos\beta \cos\lambda, \quad y = r \cos\beta \cos\lambda, \quad z = r \sin\beta.$$

პირველი ორის ერთმანეთზე გაყოფით მივიღებთ:

$$tg\,\lambda = \frac{y}{x}.$$

ამ ფორმულით შეიძლება გამოვითვალოთ $tg\,\lambda$ დაკვირვების სამივე მომენტისათვის; შემდგომ კი გამოითვლება λ.

$tg\,\lambda$ -ს გამოთვლის შემდეგ გამოითვლება $tg\,\varphi$:

$$tg\,\varphi = \frac{c_2}{c_1}\, tg(\lambda + c_4). \tag{8}$$

§ 14. c_2 -ის ანუ p-ს განსაზღვრა

ორბიტის ელემენტების განსაზღვრებისათვის ძირითადი მნიშვნელობა აქვს პარამეტრის განსაზღვრას. გაუსმა ამ მიზნით შექმნა სამკუთხედისა და სექტორის ფართთა შეფარდების თეორია. ამ თეორიის საფუძველზე შედგენილია სპეციალური ცხრილები, რომლებიც დიდი სიზუსტით იძლევა პარამეტრის მნიშვნელობას. მაგრამ თვით თეორია საკმაოდ რთულია. პარამეტრის განსაზღვრისათვის ჩვენ გვინდა გამოვიყენოთ ჰელიოცენტრული კოორდინატების რიცხობრივი წარმოებულები.

c_2 -სა და p -ს შორის დამოკიდებულება ასეთია:
$c_2^2 = k^2(1+m)p$, მაგრამ $m \approx 0$ და შეიძლება დავწეროთ $c_2^2 = k^2 p$. თუ დრო და წარმოებულები გამოსახულია k ერთეულებში ე. ი. θ სიდიდეებში (ის. § 11), მაშინ $c_2^2 = p$.

c_2 -სათვის კი გვაქვს ფორმულები:

$$r_2 \dot{\varphi} = c_2 \tag{9}$$

$$r^2 \cos^2\beta\, \dot{\lambda} = c_1 \tag{1}$$

$$r^2 \dot{\beta}_2 + \frac{c_1^2}{\cos^2\beta} = c_2^2 \tag{II}$$

დაკვირვების სამივე მომენტისათვის გამოითვლება $tg\,\lambda$ და $tg\,\beta$:

$$tg\,\lambda = \frac{y}{x}, \qquad tg\,\beta = -\frac{z}{x^2 + y^2}, \tag{60}$$

საიდანაც გაიგება λ და β. შემდგომ § 11 - ის მიხედვით გამოითვლება რიცხობრივი წარმოებულები $\dot\lambda$ და $\dot\beta$ სამივე მომენტისათვის. ამ წარმოებულების საშუალებით 1 და 11 ინტეგრალებით განისაზღვრება c_1 და c_2. გამოთვლა შეიძლება ვაწარმოოთ სამივე მომენტისათვის, მაგრამ უფრო საიმედოა შუა მომენტი. თუ კიდურა მომენტს მივცემთ ერთ „წონას", მაშინ შუა მომენტს შეიძლება მივცეთ „წონა" ორი. ამიტომ საშუალო c_1 და c_2-სათვის გვექნება:

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

$$c_1 = \frac{c_{11} + 4c_{10} + c_{12}}{6}, \qquad c_2 = \frac{c_{21} + 4c_{20} + c_{22}}{6}, \tag{61}$$

სადაც c_{11} აღნიშნავს c_1 -ის მნიშვნელობას პირველი მომენტისათვის, c_{10} -შუა მომენტისათვის და c_{12} -მესამე მომენტისათვის; ანალოგიურად c_{21}, c_{20}, c_{22} -ის მიმართ.

შეფარდება $\frac{c_2}{c_1}$ ტოლი უნდა იყოს § 12-ის მიხედვით მიღებული მნიშვნელობისა.

c_2 გამოითვლება აგრეთვე (9) ფორმულით, განვსაზღვრავთ რა წინასწარ φ -ს სამივე მომენტისათვის (8) ფორმულის საშუალებით და გამოვითვლით φ-ს წარმოებულებს § 11-ის თანახმად.

რიცხობრივი წარმოებულებით c_2 -ის განსაზღვრა ხშირად დამაკმაყოფილებელი სიზუსტით წარმოებს, მაგრამ თუ რადიუს-ვექტორი r არათანაბრად იცვლება, მაგალითად პერიჰელიუმი მოქცეული თუ არის პირველ და მესამე დაკვირვებას შორის, მაშინ ეს ხერხი არ იძლევა სათანადო სიზუსტეს.

რიცხობრივ წარმოებულებზე უფრო ნაკლებ სიზუსტეს იძლევა ინტეგრალური აღრიცხვის საშუალო მნიშვნელობის ფორმულა, რომელიც შეიძლება გამოყენებულ იქნას (9) ფორმულაზე ან (I) ინტეგრალზე. ორბიტის მიახლოებითი გამოთვლისას შეიძლება იგი საკმარისი იყოს. (9) ფორმულაში

$$r^2 \dot\varphi\ c_2. \tag{9}$$

მოვახდინოთ ინტეგრაცია θ_1 -დან $\theta_\circ$ -მდე:

$$\int_{\theta_1}^{\theta_\circ} r^2\, d\varphi = \int_{\theta_1}^{\theta_\circ} c_2\, d\theta, \qquad \text{ანუ} \quad \bar r_{10}^2 (\varphi_\circ - \varphi_1) = c_2(\theta_\circ - \theta_1),$$

სადაც $\bar r_{10}$ არის რადიუს—ვექტორის რაღაც საშუალო მნიშვნელობა t $t_\circ$ შუალედში. ამ საშუალო მნიშვნელობისათვის შეიძლება დაახლოებით მივიღოთ r_1 და $r_\circ$ რადიუს—ვექტორების საშუალო გეომეტრიული ე. ი.

$$\bar r_{10} = \sqrt{r_1 r_\circ}.$$

მაშინ ზევითა ტოლობიდან გვექნება:

$$c_2 = \frac{r_1 r_\circ (\varphi_\circ - \varphi_1)}{\theta_\circ - \theta_1}. \tag{62}$$

ანალოგიურად განისაზღვრება c_2 შუალედისათვის $t_\circ$, t_2 და შემდეგ აიღება ორივე მნიშვნელობის საშუალო არითმეტიკული.

§ 15. c_2 -ის ანუ p-ს განსაზღვრა (გაგრძელება)

პარამეტრი p და კიდევ ორბიტის ორი ელემენტი e და ω განისაზღვრება რადიუს—ვექტორის ფორმულიდან:

$$r = \frac{p}{1 + e\cos(\varphi - \omega)}.$$

თუ დავწერთ ამ ფორმულას სამი მომენტისათვის, მივიღებთ სამ განტოლებას სამი უცნობით. ამ სისტემის ამოხსნით მიიღება p, e და ω: მაგრამ, როგორც ცნობილია, ამ ხერხით ეს ელემენტები განისაზღვრება მცირე სიდიდეთა შეფარდების სახით, რაც ძლიერ ცუდ სიზუსტეს იძლევა. არ ხერხდება აგრეთვე, რომ პირველი მიახლოების შემდეგ უფრო დაზუსტდეს p -ს მნიშვნელობა იტერაციის მეთოდით. წინა პარაგრაფში მოცემულს გარდა ჩვენ ვცადეთ სხვადასხვა ხერხი c_2 -ის ანუ p -ს განსაზღვრისათვის. აქ გადმოვცემთ ერთ-ერთ მათგანს, რომელიც უფრო საიმედო უნდა იყოს, თუმცა ჯერ მისი პრაქტიკულად შემოწმება არ მოგვიხდენია.

ვთქვათ, განედის არგუმენტი φ გამოისახება მეოთხე რიგის პარაბოლით:

$$\varphi = a\bar\tau^4 + b\bar\tau^3 + c\bar\tau^2 + d\bar\tau + e. \tag{63}$$

დავწეროთ იგი სამივე მომენტისათვის:

$$\left.\begin{aligned} &a\bar\tau_1^4 + b\bar\tau_1^3 + c\bar\tau_1^2 + d\bar\tau_1 + e = \varphi_1, \\ &\bar\tau = 0, \qquad\qquad e = \varphi_\circ, \\ &a\bar\tau_2^4 + b\bar\tau_2^3 + c\bar\tau_2^2 + d\bar\tau_3 + e = \varphi_2. \end{aligned}\right\} \tag{64}$$

მეორე მხრივ, გამოვიყენოთ ფართითი სიჩქარის ფორმულა

$$r^2 \dot\varphi = c_2. \tag{9}$$

(63) -ის თანახმად გვექნება:

$$\left.\begin{aligned} r_1^2(4a\bar\tau_1^3 + 3b\bar\tau_1^2 + 2c\bar\tau_1 + d) &= c_2 \\ r^2 d &= c_2, \\ r_2^2(4a\bar\tau_2^3 + 3b\bar\tau_2^2 + 2c\bar\tau_3 + d) &= c_2; \end{aligned}\right\} \tag{65}$$

$e = \varphi_\circ$ -სა და $d = \frac{c_2}{r^2}$ -ის ჩასმით მივიღებთ სისტემას:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{c_2}{r^2} + c\bar\tau_1 + b\bar\tau_1^2 + a\bar\tau_1^3 = \frac{\varphi_1 - \varphi_\circ}{\bar\tau_1}, \\ &\frac{c_2}{r_2} + c\bar\tau_2 + b\bar\tau_2^2 + a\bar\tau_2^3 + \frac{\varphi_2 - \varphi_\circ}{\bar\tau_2}, \\ &c_2\left(\frac{1}{r^2} - \frac{1}{r_1^2}\right) + 2c\bar\tau_1 + 3b\bar\tau_1^2 + 4a\bar\tau_1^3 = 0, \\ &c_2\left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_2^2}\right) + 2c\bar\tau + 3b\bar\tau_2^2 + 4\bar\tau_2^3 = 0. \end{aligned}\right\} \tag{66}$$

აქ შედის ოთხი უცნობი c_2, c, b და a მაგრამ ჩვენ გვჭირდება მხოლოდ c_2-ის განსაზღვრა.

ავღნიშნოთ (66) სისტემის დეტერმინანტი Δ-თი, ხოლო c_2 -ის შესაბა-
-ში დეტერმინანტი D-თი, მაშინ

$$c_2 = \frac{D}{\Delta}, \tag{67}$$

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

სადაც

$$\Delta=\begin{vmatrix} \frac{1}{r^2}, & \bar{\tau}_1, & \bar{\tau}_1^2, & \bar{\tau}_1^3 \\ \frac{1}{r_2}, & \bar{\tau}_2, & \bar{\tau}_2^2, & \bar{\tau}_2^3 \\ \frac{1}{r^2}-\frac{1}{r_1^2}, & 2\bar{\tau}_1, & 3\bar{\tau}_1^2, & 4\bar{\tau}_1^3 \\ \frac{1}{r^2}-\frac{1}{r_2^2}, & 2\bar{\tau}_2, & 3\bar{\tau}_2^2, & 4\bar{\tau}_2^3 \end{vmatrix}$$

$$D=\begin{vmatrix} \frac{\varphi_1-\varphi}{\bar{\tau}_1}, & \bar{\tau}_1, & \bar{\tau}_1^2, & \bar{\tau}_1^3 \\ \frac{\varphi_2-\varphi}{\bar{\tau}_2}, & \bar{\tau}_2, & \bar{\tau}_2^2, & \bar{\tau}_2^3 \\ 0, & 2\bar{\tau}_1, & 3\bar{\tau}_1^2, & 4\bar{\tau}_1^3 \\ 0, & 2\bar{\tau}_2 & 3\bar{\tau}_2^2, & 4\bar{\tau}_2^3 \end{vmatrix}$$

გამოვთვალოთ ჯერ Δ:

$$\Delta=\begin{vmatrix} \frac{1}{r^2}, & \bar{\tau}_1, & \bar{\tau}_1^2, & \bar{\tau}_1^3 \\ 0, & \bar{\tau}_2-\bar{\tau}_1, & \bar{\tau}_2^2-\bar{\tau}_1^2, & \bar{\tau}_2^3-\bar{\tau}_1^3 \\ -\frac{1}{r_1^2}, & \bar{\tau}_1, & 2\bar{\tau}_1^2, & 3\bar{\tau}_1^3 \\ -\frac{1}{r_2^2}, & \bar{\tau}_2, & 2\bar{\tau}_2^2, & 3\bar{\tau}_2^3 \end{vmatrix} =$$

$$=\left|\frac{1}{r^2}\bar{\tau}_1\bar{\tau}_2(\bar{\tau}_2-\bar{\tau}_1)\begin{vmatrix} 1, & \bar{\tau}_2+\bar{\tau}_1, & \bar{\tau}_2^2+\bar{\tau}_1\bar{\tau}_2+\bar{\tau}_1^2 \\ 1, & 2\bar{\tau}_1, & 3\bar{\tau}_1^2 \\ 1, & 2\bar{\tau}_2, & 3\bar{\tau}_2^2 \end{vmatrix}\right| -$$

$$-\left|\frac{1}{r_1^2}\bar{\tau}_1(\bar{\tau}_2-\bar{\tau}_1)\bar{\tau}_2\begin{vmatrix} 1, & \bar{\tau}_1, & \bar{\tau}_1^2 \\ 1, & \bar{\tau}_2+\bar{\tau}_1, & \bar{\tau}_2^2+\bar{\tau}_1\bar{\tau}_2+\bar{\tau}_1^2 \\ 1, & 2\bar{\tau}_2, & 3\bar{\tau}_2^2 \end{vmatrix}\right| +$$

$$+\left|\frac{1}{r_2^2}\bar{\tau}_1^2(\bar{\tau}_2-\bar{\tau}_1)\begin{vmatrix} 1, & \bar{\tau}_1 & \bar{\tau}_1^2 \\ 1, & \bar{\tau}_2+\bar{\tau}_1, & \bar{\tau}_2^2+\bar{\tau}_1\bar{\tau}_2+\bar{\tau}_1^2 \\ 1, & 2\bar{\tau}_1, & 3\bar{\tau}_1^2 \end{vmatrix}\right|$$

სტრიქონების გამოკლებით მიიღება სამი მეორე რიგის დეტერმინანტი. საბოლოოდ გვექნება

$$\Delta=-\bar{\tau}_1\bar{\tau}_2(\bar{\tau}_2-\bar{\tau}_1)^2\left[\frac{1}{r^2}(\bar{\tau}_2-\bar{\tau}_1)^2+\frac{1}{r_1^2}\bar{\tau}_2^2+\frac{1}{r_2^2}\bar{\tau}^2\right]. \tag{68}$$

D დეტერმინანტი პირველი სვეტის მიხედვით დაიშლება ორად:

$$D=\frac{\varphi_1-\varphi_0}{\bar{\tau}_1}\begin{vmatrix} \bar{\tau}_2, & \bar{\tau}_2^2, & \bar{\tau}_2^3 \\ 2\bar{\tau}_1, & 3\bar{\tau}_1^2, & 4\bar{\tau}_1^3 \\ 2\bar{\tau}_2, & 3\bar{\tau}_2^2, & 4\bar{\tau}_2^3 \end{vmatrix}-\frac{\varphi_2-\varphi_0}{\bar{\tau}_2}\begin{vmatrix} \bar{\tau}_1, & \bar{\tau}_1^2, & \bar{\tau}_1^3 \\ 2\bar{\tau}_1, & 3\bar{\tau}_1^2, & 4\bar{\tau}_1^3 \\ 2\bar{\tau}_2, & 3\bar{\tau}_2^2, & 4\bar{\tau}_2^3 \end{vmatrix}$$

საერთო მამრავლის გამოტანისა და სტრიქონების გამოკლების შემდეგ გვექნება:

$$D=(\varphi_1-\varphi_0)\bar{\tau}_2^2\begin{vmatrix} 1, & \bar{\tau}_2, & \bar{\tau}_2^2 \\ 0, & 3(\bar{\tau}_1-\bar{\tau}_2), & 4(\bar{\tau}_1^2-\bar{\tau}_2^2) \\ 0, & \bar{\tau}_2, & 2\bar{\tau}_2^2 \end{vmatrix}-$$

$$-(\varphi_2-\varphi_0)\bar{\tau}_1^2\begin{vmatrix} 1, & \bar{\tau}_1, & 2\bar{\tau}_1^2 \\ 0, & \bar{\tau}_1, & 2\bar{\tau}_1^2 \\ 0, & 3(\bar{\tau}_2-\bar{\tau}_1), & 4(\bar{\tau}_2^2-\bar{\tau}_1^2) \end{vmatrix}.$$

საბოლოოდ მიიღება:

$$D=2(\bar{\tau}_2-\bar{\tau}_1)\left[(\varphi_1-\varphi_0)(2\bar{\tau}_1-\bar{\tau}_2)\bar{\tau}_2^3-(\varphi_2-\varphi_0)(2\bar{\tau}_2-\bar{\tau}_1)\bar{\tau}_1^3\right]. \tag{69}$$

თეორიულ ასტრონომიაში მიღებული წესით (იხ. § 11) იქნება:

$$\bar{\tau}_1=-\bar{\tau}_2, \qquad \bar{\tau}_2=\tau, \qquad \bar{\tau}_2-\bar{\tau}_1=\tau$$ და Δ და D მიიღებს სახეს:

$$\Delta=\tau_1\tau_2\tau^2\left[\frac{1}{r^2}\tau_2+\frac{1}{r_1^2}\tau_1^2+\frac{1}{r_2^2}\tau_2^2\right], \tag{68'}$$

$$D=2\tau\left[(\varphi_0-\varphi_1)(2\tau_2+\tau_1)\tau_1^3+(\varphi_2-\varphi_1)(2\tau_1+\tau_2)\tau_2^3\right] \tag{69'}$$

ასე რომ

$$c_2=\frac{2\left[(\varphi_0-\varphi_1)(2\tau_2+\tau_1)\tau_1^3+(\varphi_2-\varphi_0)(2\tau_1+\tau_2)\tau_2^3\right]}{\tau_1\tau_2\tau\left[\frac{1}{r^2}\tau_2+\frac{1}{r_1^2}\tau_1^2+\frac{1}{r_2^2}\tau_2^2\right]} \tag{70}$$

c_2-ით კი გამოითვლება p; $p=\frac{c_2^2}{k^2}$.

თუ დრო გამოთვლილია k ერთეულებში, ე. ი. θ სიდიდეებში, გვექნება:

$$c_2=\frac{2\left[(\varphi_0-\varphi_1)(2\theta_2+\theta_1)\theta_1^3+(\varphi_2-\varphi_0)(2\theta_1+\theta_2)\theta_2^3\right]}{\theta_1\theta_2\theta\left[\frac{1}{r^2}\theta^2+\frac{1}{r_1^2}\theta_1^2+\frac{1}{r_2^2}\theta_2^2\right]} \tag{70'}$$

და $p=c_2^2$.

ასეთივე მეთოდით შეიძლება გამოითვალოს c_1 პირველი ინტეგრალიდან.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

§ 16. e-სა და ω-ს (ანუ c_5-ის) განსაზღვრა

p-ს განსაზღვრის შემდეგ e-სა ω-ს (ანუ c_5-ის) საპოვნელად გამოიყენება რადიუს-ვექტორის ფორმულა

$$r = \frac{p}{1 + e\cos(\varphi - \omega)}.$$

დაკვირვების პირველი და მესამე მომენტისათვის ეს ფორმულა გვაძლევს:

$$\frac{p}{r_1} - 1 = \cos\varphi_1 \, e\cos\omega + \sin\varphi_1 \, e\sin\omega,$$

$$\frac{p}{r_2} - 1 = \cos\varphi_2 \, e\cos\omega + \sin\varphi_2 \, e\sin\omega.$$

აქედან

$$\left.\begin{aligned} e\sin\omega &= \frac{\left(\frac{p}{r_2} - 1\right)\cos\varphi_1 - \left(\frac{p}{r_1} - 1\right)\cos\varphi_2}{\sin(\varphi_2 - \varphi_1)}. \\ e\cos\omega &= \frac{\left(\frac{p}{r_1} - 1\right)\sin\varphi_2 - \left(\frac{p}{r_2} - 1\right)\sin\varphi_1}{\sin(\varphi_2 - \varphi_1)}. \end{aligned}\right\} \quad (71)$$

ამ ფორმულების გაყოფით მიიღება ω, ხოლო კვადრატში ამაღლებით და შეჯამებით e. ჩვენს აღნიშვნებში e-სთან დაკავშირებულია c_3 მუდმივი და ω-სთან c_5;

$$e = \sqrt{1 + \frac{c_2^2 c_3}{k^4}}, \qquad \omega = -c_5.$$

პერიჰელიუმზე გადასვლის მომენტისა და საშუალო ანომალიის განსაზღვრა შეიძლება ვაწარმოოთ ჩვეულებრივი წესით, ე. ი. გამოვიყენებთ კეპლერის განტოლებას დაკვირვების ორი მომენტისათვის.

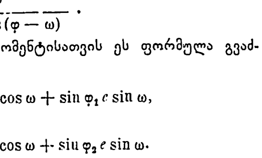
§ 17. კეპლერის განტოლების გამოსახვა „ფსევდო ანომალიით“.

ცთომილის მდებარეობის გამოთვლისა და ეფემერიდების შედგენისათვის უნდა ვისარგებლოთ კეპლერის განტოლებით. ვფიქრობთ, რომ ამ მიზნით უფრო ხელსაყრელია გამოვსახოთ კეპლერის განტოლება „ფსევდო ანომალიის“ საშუალებით. ფსევდო ანომალიას ვუწოდებთ მეორე ფოკუსთან შექმნილ კუთხეს დიდ ღერძსა და მეორე რადიუს-ვექტორს შორის.

მე-2 ნახაზზე ეს არის $\angle PF_2\Pi$. აღვნიშნოთ ეს კუთხე u-თი, ხოლო მეორე რადიუს-ვექტორი r'-ით; მაშინ, თუ ბრუნვას წარმოვიდგენთ შებრუნებულად,

$$r' = \frac{p}{1 + e\cos(180 - u)} = \frac{p}{1 - e\cos u}. \quad (72)$$

ცნობილია, რომ $r' + r = 2a$, ანუ $2a - r' = r$, ე. ი.



ნახ 2.

$$2a - \frac{p}{1 - e\cos u} = \frac{p}{1 + e\cos v}.$$

ეს გვაძლევს დამოკიდებულებას u-სა და v-ს შორის. ჩავსვათ $p = a(1 - e^2)$. მივიღებთ:

$$1 + e\cos v = \frac{a - ae\cos u - ae^2 + ae^2\cos u}{a - 2ae\cos u + ae^2}.$$

მსგავს წევრთა შეკრებისა და შეკვეცის შემდეგ მივიღებთ:

$$\cos v = \frac{(1 + e^2)\cos u - 2e}{1 - 2e\cos u + e^2}. \quad (73)$$

განვსაზღვროთ აქედან $\sin^2\frac{v}{2}$ და $\cos^2\frac{v}{2}$ როგორც ნახევარი კუთხის სინუსი და კოსინუსი, გავყოთ ერთმანეთზე და ამოვიღოთ კვადრატული ფესვი; საბოლოოდ გვექნება*):

$$\sqrt{\frac{1 + e}{1 - e}}\,\mathrm{tg}\,\frac{u}{2} = \sqrt{\frac{1 - e}{1 + e}}\,\mathrm{tg}\,\frac{v}{2} \quad (74)$$

(74)-ის მარჯვენა მხარე წარმოადგენს ექსცენტრული ანომალიის ნახევრის ტანგენსს. ამიტომ ექსცენტრულ ფსევდო ანომალიას შორის კავშირი იქნება: ანომალიასა და

$$\mathrm{tg}\frac{E}{2} = \sqrt{\frac{1 +}{1 - e}}\,\mathrm{tg}\,\frac{u}{2}. \quad (75)$$

კეპლერის განტოლება შეიძლება გადავწეროთ ასე:

$$\mathrm{arc\,tg}\left[\sqrt{\frac{1 + e}{1 - e}}\,\mathrm{tg}\,\frac{u}{2}\right] - \frac{e\sqrt{\frac{1 + e}{1 - e}}\,\mathrm{tg}\,\frac{u}{2}}{1 + e\frac{1 + e}{1 - e}\,\mathrm{tg}^2\frac{u}{2}} = \frac{M}{2}$$

ანუ

$$\sqrt{\frac{1 + e}{1 - e}}\,\mathrm{tg}\,\frac{u}{2} = \mathrm{tg}\left[\frac{M}{2} + \frac{e\sqrt{\frac{1 + e}{1 - e}}\,\mathrm{tg}\,\frac{u}{2}}{1 + \frac{1 + e}{1 - e}\,\mathrm{tg}^2\frac{u}{2}}\right].$$

აღვნიშნოთ

$$x = \sqrt{\frac{1 + e}{1 - e}}\,\mathrm{tg}\,\frac{u}{2} = \mathrm{tg}\,\frac{E}{2},$$

გვექნება:

$$x = \mathrm{tg}\left[\frac{M}{2} + \frac{ex}{1 + x^2}\right]. \quad (76)$$

---

* როგორც სსრკ აკადემიის წევრმა-კორესპონდენტმა პროფესორმა მ სუბოტინმა გვაცნობა, ეს ფორმულა მიულია აგრეთვე შტუმპფს [9]

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

ეს ფორმა ხელსაყრელია u-ს გამოსათვლელად, რადგან მტკიცდება, რომ როცა ექსცენტრისიტეტი მცირეა, ფსევდო ანომალია დაახლოებით საშუალო ანომალიის ტოლია, $u \approx M$. შეიძლება შევადგინოთ ცხრილი u-სათვის M-სა და e-ს საშუალებით, რაც გააადვილებს კეპლერის განტოლების ამოხსნას (70) ფორმით. ცხრილით მოცემული u-თი გამოითვლება x და ჩაისმება (76)-ის მარჯვენა მხარეში. თუ ცხრილი არ გვექნება, პირველი მიახლოებისათვის შეიძლება გამოვიყენოთ ფორმულა

$$x = \operatorname{tg} \frac{M}{2}\left[1 + e + \frac{e^2}{1 - e + x^2}\right], \tag{77}$$

რაც მიიღება (76) -დან ჯამის ტანგენსის გაშლით და მცირე კუთხის თვით კუთხით შეცვლით. მარჯვენა მხარეში ამ შემთხვევაში პირველი მიახლოებისათვის ჩავსვამთ $x_c = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \operatorname{tg} \frac{M}{2}$. x-ის მიღებულ მნიშვნელობას ჩავსვამთ ისევ მეორე მხარეში და ა. შ., სანამ არ დაემთხვევა ორივე მნიშვნელობა.

§ 18. ცთომილის მდებარეობის გამოთვლა

ცთომილის მდებარეობის გამოსათვლელად უპირველესად უნდა ამოიხსნას კეპლერის განტოლება. ეს შეიძლება მოხდეს წინა პარაგრაფში მოყვანილი წესით, ან ჩვეულებრივი წესით.

ამრიგად ცნობილი გახდება $x = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \operatorname{tg} \frac{u}{2} = \operatorname{tg} \frac{E}{2}$. ამის შემდეგ გამოითვლება v და r:

$$\operatorname{tg} \frac{v}{2} = \frac{1+e}{1-e} \operatorname{tg} \frac{u}{2},$$

$$r = \frac{p}{1 + e \cos v}.$$

v-თი გაიგება φ და შემდეგ λ და β:

$$\varphi = v + \omega,$$

$$\operatorname{tg}(\lambda - \Omega) = \operatorname{tg}\varphi \frac{c_1}{c_2},$$

$$\operatorname{tg}\beta = \varepsilon \sin(\lambda - \Omega).$$

მდებარეობის გამოთვლის და საერთოდ ეფემერიდების შედგენის დროს მუდმივები ანუ ორბიტის ელემენტები ცნობილად იგულისხმება გამოვითვლით რა r, β, λ-ს ზემოთ მოყვანილი ფორმულებიდან. ვისარგებლებთ კოორდინატთა დამოკიდებულების ფორმულებით:

$$r\cos\beta\cos\lambda + X = \rho\cos b\cos l, \qquad r\cos\beta\sin\lambda + Y = \rho\cos b\sin l,$$
$$r\sin\beta + Z = \rho\sin b,$$

საიდანაც განისაზღვრება b და l.

ასევე გამოითვლება ეფემერიდები.

დაკვირვების წარმოდგენისათვის შეიძლება გამოვთვალოთ ρ მანძილი, რათა განისაზღვროს აბერაციული შესწორება

$$\rho = \frac{\varepsilon\cos c_4\, Y + \varepsilon\sin c_4\, X - Z}{\varepsilon\cos c_4\cos b\sin l + \varepsilon\sin c_4\cos b\cos l - \sin b}.$$

აბერაციული შესწორება იქნება $A\rho$, სადაც $\lg A = 7.76122$. დაკვირვების მომენტი იქნება $t' = t - A\rho$ და, როგორც ზევით, გამოითვლება ცთომილის მდებარეობა.

აქ გადმოცემული მეთოდით გამოთვლილი ორბიტის განსაზღვრის ზოგიერთი მაგალითი და აგრეთვე § 11-ში აღნიშნული ცხრილის Δu_1-ის გამოსათვლელად, გამოქვეყნებული იქნება ბიულეტენის უახლოეს ნომერში.

ამ ნაშრომის საბოლოო გაფორმებისას მოცემული ზოგიერთი რჩევისათვის მადლობას მოვახსენებ მოსკოვის სახელმწიფო უნივერსიტეტის პროფესორს ბ. შჩიგოლევს.

აპრილი, 1956 წ.

ლ ი ტ ე რ ა ტ უ რ ა

1. რ ა ზ მ ა ძ ე ა.. განუსაზღვრელი ინტეგრალები, 1920, თბილისი.
2. С т р э м г р е н Э и С т р э м г р е н Б., Астрономия, 1941.
3. С у б б о т и н М. Ф., Курс небесной механики, т. I, 1941.
4. Д у б я г о А. Д, Определение орбит, 1949.
5 О р л о в А. Я. и О р л о в Б. А., Курс теоретической астрономии, 1940.
6 Д у б о ш и н Г. Н, Введение в небесную механику, 1935.
7. М у л ь т о н Ф. Р., Введение в небесную механику, 1935.
8. T i s s e r a n d F., Traité de mécanique céleste, V. 1, 1889.
9 S t u m p f f K. Astron. Nachr 273. 105. 1942

ИНТЕГРАЛЫ ЗАДАЧИ ДВУХ ТЕЛ В СФЕРИЧЕСКИХ КООРДИНАТАХ И ПРИМЕНЕНИЕ ИХ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОРБИТ

М П. ИМНАДЗЕ

(Резюме)

В работе рассмотрены основные вопросы теоретической астрономии, которые решаются некоторым новым способом. Автор в своих исследованиях применяет элементы дифференциального и интегрального исчисления, причем, главным образом, употребляются сферические координаты.

В первой главе приведена интеграция задачи двух тел в сферических координатах. Дифференцируя дважды формулы преобразования координат

$$x = r\cos\beta\cos\lambda, \; y = r\cos\beta\sin\lambda, \; z = r\sin\beta,$$

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

получим выражения для вторых производных $\ddot{x}, \ddot{y}, \ddot{z}$. Подставляя эти выражения в уравнения движения, имеем:

$$\ddot{x} = -\frac{k^2 x}{r^3}, \quad \ddot{y} = -\frac{k^2 y}{r^3}, \quad z = -\frac{k^2 z}{r^3}.$$

После упрощения получим следующие уравнения движения в сферических координатах:

$$\ddot{r} - r\dot{\beta}^2 - r\cos^2\beta\,\dot{\lambda}^2 + \frac{k^2}{r^2} = O \tag{1}$$

$$-2\,\dot{r}\,\dot{\lambda}\cos^2\beta + 2\,r\,\dot{\beta}\,\dot{\lambda}\sin\beta\cos\beta - r\ddot{\lambda}\cos^2\beta = O \tag{2}$$

$$-2\,r\,\dot{\beta} - r\,\dot{\beta} - r\sin\beta\cos\beta\,\lambda^2 = O. \tag{3}$$

Интеграция системы (1), (2), (3) разлагается на две ступени. Сперва получаются интегралы, которые кроме переменных и постоянных содержат в себе производные. Мы их называем интегралами первого порядка; они имеют вид:

$$r^2\cos^2\beta\,\lambda = c_1 \qquad \text{I}$$

$$r^4\dot{\beta}^2 + \frac{c_1}{\cos^2\beta} = c_2^2 \qquad \text{II}$$

$$\dot{r}^2 + \frac{c_2^2}{r^2} - \frac{2k^2}{r} = c^3. \qquad \text{III}$$

Из интегралов первого порядка получаются интегралы второго порядка:

$$tg\,\beta = \varepsilon\sin(\lambda + c_4) \qquad \text{IV}$$

$$r = \frac{p}{1 + e\cos(\varphi + c_5)} \qquad \text{V}$$

$$E - e\sin E = nt + c_6, \qquad \text{VI}$$

где наряду с другими применяются следующие обозначения:

$$\frac{c_2^2}{c_1^2} - 1 \;\; \varepsilon^2 \tag{5}$$

$$\frac{c_2^2}{k^2(1+m)} = p \tag{6}$$

$$\frac{c_2}{c_1}\,tg\,(\lambda + c_4) = tg\,\varphi \tag{8}$$

Эти интегралы выведены последовательным аналитическим методом, т. е. без применения геометрических построений, а также без использования свойств уже полученных формул. VI интеграл дает возможность вывести зависимость между E и r:

$$r = a(1 - e\cos E) \tag{.4}$$

После интеграции выясняется геометрическое значение постоянных. Из полученных интегралов обыкновенную форму имеют V и VI; такую же форму имеет также формула (9) $(r^2\dot{\varphi} \;\; c_2)$, проекция которой на основную плоскость представляет I интеграл.

В § 6 доказывается взаимная независимость полученных интегралов. Показано, что они составляют полное решение задачи двух тел.

В конце первой главы рассматривается уравнение движения в геоцентрических координатах и получается (в этих координатах) выражение первого и четвертого интеграла, а также уравнение Лагранжа.

Вторая глава посвящена разработке нового метода определения орбит, при этом применяются интегралы и формулы, полученные в первой главе. Отмечено, что численные производные геоцентрических координат b, l и других не определяются надежно; более точно вычисляются численные производные гелиоцентрических координат, которыми можно пользоваться для определения элементов орбиты. При этом расстояния r, ρ должны быть заранее определены. Для их определения уравнение Лагранжа рассматривается по отношению к n_1, (отношение площадей треугольников), для которого можно получить достаточно хорошее исходное значение.

Из известного выражения для n_1 и n_2 получается зависимость между ними

$$n_2 = hn_1 + m \tag{26}$$

где

$$h = \frac{\tau_1 + 2\tau_2}{\tau_2 + 2\tau_1} \text{ и } m = \frac{\tau_2 + \tau_1}{\tau_2 + 2\tau_1} + f(r, \dot{r}, r)$$

причем, $f \approx 0$.

В результате подстановки n_2 из (26) в уравнения для геоцентрических расстояний

$$\rho_1 n_1 \lambda_1 - \rho\lambda + \rho_2 n_2 \lambda_2 = n_1 \chi_1 - \chi + n_2 \chi_2 \text{ и др.} \tag{30}$$

получается

$$n_1 \rho_1 = P_1 + Q_1 n_1, \; \rho \;\; P + Qn_1, \; (hn_1 \; m)\rho_2 \;\; P_2 + Q_2 n_1, \tag{42}$$

где

$$P_1 \;\; (-X + mX_2)a_1 + (-Y + mY_2)b_1 + (-Z + mZ_2)c_1$$

$$Q_1 = (X_1 + hmX_2)a_1 + (Y_1 + hY_2)b_1 + (Z_1 + hZ_2)c_1 \text{ и др.}$$

$$a_1 \;\; \frac{1}{\Delta}(\sin b_2\cos b\sin l_2 - \sin b\cos b_2\sin l_2)$$

$$b_1 = \frac{1}{\Delta}(\sin b\cos b_2\cos l_2 - \sin b_2\cos b\cos l) \tag{35}$$

$$c_1 \;\; \frac{1}{\Delta}\cos b\cos b_2\sin(l_2 - l) \text{ и др.}$$

Выведены контрольные формулы для величин $a_1, b_1, \ldots P_1, Q_1, \ldots$ например:

$$(Q_1 \; P_1)\cos b_1\cos l_1 - (Q - P)\cos b\cos l + (Q_2 - P_2)\cos b_2\cos l_2 \;\; X_1 + X + X_2 \tag{43}$$

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Обозначая $n_1 - n_1^\circ = \Delta n_1$, из выражения для n_1 получим:

$$\Delta n_1 = \frac{n_1^0 \tau_2 (\tau_1 + 2\tau_2)}{6 r^3} + f_1, \qquad (44)$$

где $f_1 \approx 0$ в результате подстановки сюда $r^2 = \rho^2 + R^2 + 2R\rho^2 \cos\psi$, $f_1 = 0$, $\rho = P + Q n_1$, окончательно будем иметь:

$$\Delta n_1 = \frac{A}{[1+B]^{3/2}}, \qquad (49)$$

где

$$A = \frac{n_1^0 \tau_2 (\tau_2 + 2\tau_1)}{6 r_0^2} \qquad (47)$$

$$B = \frac{Q \Delta n_1 (2\rho_0 + 2R\cos\psi + Q\Delta n_1}{r_0^3} \qquad (48)$$

Из (48) видно, что B содержит Δn_1, но так как Δn_1 малая величина, для первого приближения можно допустить $\Delta n_1 \approx \Delta n_1^\circ \approx A$. Подставляя это в равенство (48), определим B, после чего из (49) получается более точное значение Δn_1 и т. д.

Зная $n_1 = n_1^\circ + \Delta n_1$, из (42) определяем ρ_1, ρ, ρ_2: после чего вычисляем поправку и снова определяем n_1°, n_1, ρ_1, ρ, ρ_2.

Для следующего приближения пользуемся формулой Гиббса

$$n_1 = \frac{\tau_1}{\tau} \frac{1 + B_1 r_1^{-3}}{1 - B r^{-3}}, \qquad n_2 = \frac{\tau_2}{\tau} \frac{1 + B_2 r_2^{-3}}{1 - B r^{-3}}.$$

Численные производные какой-нибудь величины u вычисляются посредством параболы второго порядка

$$a\tau^2 + b\tau + c = u, \qquad (51)$$

где

$$a = \frac{-(u-u_1)\tau_1 + (u_2 - u)\tau_2}{\tau_1 \tau_2 \tau}, \qquad b = \frac{(u-u_1)\tau_1^2 + (u_2-u)\tau_2^2}{\tau_1 \tau_2 \tau} \qquad (55)$$

Вторая производная $\ddot{u} = 2a$,
а первые производные равны

$$\dot{u}_1 = 2a\tau_2 + b, \; \dot{u} = b, \; \dot{u}_2 = 2a\tau_1 + b \qquad (57)$$

Посредством геоцентрических расстояний вычисляются гелиоцентрические координаты $x = \rho\cos b\cos l - X$, $y = \rho\cos b\sin l - Y$, $z = \rho\sin b - Z$, после чего для определения ε и c_4 применяется IV интеграл в геоцентрических координатах, которому можно придать вид:

$$\varepsilon \sin c_4 x + \varepsilon \cos c_4 y = z.$$

Применяя это равенство для первого и третьего наблюдения, получим:

$$\varepsilon \sin c_4 = \frac{z_2 y_1 - z_1 y_2}{x_2 y_1 - x_1 y_2}, \quad \varepsilon \cos c_4 = \frac{z_1 x_2 - x_1 z_2}{x_2 y_1 - x_1 y_2}, \qquad (59)$$

ε дает отношение $\frac{c_2}{c_1} = \sqrt{1+\varepsilon^2}$

После этого можно вычислить λ, φ и β:

$$\operatorname{tg}\lambda = \frac{y}{x}, \; \operatorname{tg}\varphi = \frac{c_2}{c_1}\operatorname{tg}(\lambda + c_4), \; \operatorname{tg}\beta = \frac{z}{\sqrt{x^2+y^2}}.$$

Определение параметра равносильно определению c_2, так как $c_2^2 = K^2(1+m)p$.

Для определения c_2 можно воспользоваться формулой

$$r^2 \dot{\varphi} = c_2, \qquad (9)$$

а также первым и вторым интегралом

$$r^2 \cos^2\beta\, \dot{\lambda} = c_1 \qquad \text{I} \qquad r^4 \dot{\beta}^2 + \frac{c_1^2}{\cos^2\beta} = c_2^2 \qquad \text{II}$$

причем, заранее вычисляются соответствующие производные.

Так как c_2 (или p) имеет важное значение, желательно для его определения найти более точный способ. С этой целью комбинируем параболическое приближение с формулой секториальной скорости (9). Напишем уравнение параболы четвертого порядка для аргумента широты φ:

$$\dot{\varphi} = a\tau^4 + b\tau^3 + c\tau^2 + d\tau + e \qquad (63)$$

и формулу (9) для трех моментов наблюдения. Исключая коэффициенты a, b, c, d, e, получим для c_2 формулу

$$c_2 = \frac{2\left[(\varphi_0 - \varphi_1)(2\tau_2 + \tau_1)\tau_1^3 + (\varphi_2 - \varphi_0)(2\tau_1 + \tau_2)\tau_2^3\right]}{\tau_1 \tau_2 \tau \left[\frac{1}{r^2}\tau^2 + \frac{1}{r_1^2}\tau_1^2 + \frac{1}{r_2^2}\tau_2^2\right]} \qquad (70)$$

После определения p, постоянные e и w определяются по формуле радиус-вектора, применение которой для двух моментов наблюдения дает $e\sin w$ и $e\cos w$.

При малых эксцентриситетах уравнение Кеплера удобно выразить посредством «псевдо аномалии», т. е. углом, который образуется при втором фокусе. Обозначая ее через u и положив

$$x = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}}\operatorname{tg}\frac{u}{2} = \operatorname{tg}\frac{E}{2},$$

уравнение Кеплера получим в следующем виде:

$$x = \operatorname{tg}\left[\frac{M}{2} + \frac{ex}{1+x^2}\right], \qquad (76)$$

где $u \approx M$—здесь приближение скоро достигается. Можно составить таблицу для u по M и e.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

После определения u определяются v и r

$$\operatorname{tg}\frac{v}{2} = \frac{1+e}{1-e}\operatorname{tg}\frac{u}{2}, \qquad r = \frac{p}{1+e\cos v},$$

потом вычисляются φ, λ, β, после чего формулы преобразования координат дают гелиоцентрические координаты b, l.

Вычисление нескольких примеров на определение орбит, а также составление таблицы для Δn_1 мы намерены выполнить в ближайшем будущем.

За советы, при окончательном оформлении этой работы, выражаю благодарность профессору Московского Университета Б. М. Щиголеву.

Август, 1956.

THE INTEGRALS OF THE PROBLEM OF TWO BODIES IN SPHERICAL COORDINATES AND THEIR APPLICATION TO ORBIT DETERMINATION

M. P. IMNADZE

(Summary)

The writer examined a classical problem of two bodies from a new point of view. Initial integrals are obtained in spherical coordinates.

It is stated that these integrals are independent and fully determining the movement.

Basing on the obtained integrals, a new method of orbit determination is worked out whose development and practical use will in some way simplify the solution of the problem under consideration.

August, 1956.

მიხეილ ალექსანდრეს ძე ვაშაკიძე
Михаил Александрович Вашакидзе

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

მიხეილ ალექსანდრეს ძე ვაშაკიძე

1956 წლის 27 ნოემბერს ხანმოკლე, მაგრამ მძიმე ავადმყოფობის შემდეგ გარდაიცვალა საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემიის აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ასტროფიზიკისა და ვარსკვლავთ ასტრონომიის განყოფილების გამგე, ფიზიკა-მათემატიკის მეცნიერებათა დოქტორი პროფესორი მ ი ხ ე ი ლ ა ლ ე ქ ს ა ნ დ რ ე ს ძ ე ვ ა შ ა კ ი ძ ე

მ. ვაშაკიძე დაიბადა 1909 წელს სოფ. დიდ ჯიხაიშში (სამტრედიის რაიონი), მუშის ოჯახში. 1932 წელს მან დაამთავრა თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის ფიზიკა-მათემატიკის ფაკულტეტი. ამავე წელს იგი, როგორც აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ასპირანტი, გაგზავნილი იქნა ლენინგრადის სახელმწიფო უნივერსიტეტში, სადაც ვ. ამბარცუმიანის ხელმძღვანელობით გაიარა ასპირანტურის კურსი. 1936 წელს მ. ვაშაკიძემ დაიცვა დისერტაცია ფიზიკა-მათემატიკის მეცნიერებათა კანდიდატის სამეცნიერო ხარისხის მოსაპოვებლად თემაზე: „ჰერკულესის ახალი ვარსკვლავის სპექტრის ნებულური სტადია“.

ამ დროიდან დაწყებული, 20 წლის მანძილზე მ. ვაშაკიძე ეწევა ნაყოფიერ შემოქმედებით მოღვაწეობას როგორც აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ერთ-ერთი წამყვანი ასტრონომი

მ. ვაშაკიძის პირველი სერიოზული ნაბიჯები მეცნიერებაში დაემთხვა იმ დროს, როცა დაიწყო აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის მოწყობა მთა ყანობილზე და მისი აღჭურვა თანამედროვე ტელესკოპებით.

ამ მნიშვნელოვან საქმეში მ. ვაშაკიძემ ფასდაუდებელი წვლილი შეიტანა, როგორც აქტიურმა. დაუზარებელმა მუშაკმა აქ გამოვლინდა მისი ბუნებრივი ნიჭი და უნარი, მისი შესანიშნავი ალღო ახალი იარაღების ათვისებაში და დამზერითი მეთოდების დანერგვაში

მ. ვაშაკიძის მეცნიერული მუშაობისათვის დამახასიათებელი იყო მრავალმხრივობა, გამოყენებული დაკვირვებითი-ექსპერიმენტული მეთოდების ორიგინალობა, ახალი მეცნიერული ამოცანების ძიება.

ჯერ კიდევ მისი სამეცნიერო მოღვაწეობის ადრინდელ პერიოდში მ. ვაშაკიძემ შეიმუშავა ეფექტიური მეთოდი ვარსკვლავთ სივრცითი სიმკვრივეების შესწავლისათვის. ეს მეთოდი საბჭოთა და უცხოურ ლიტერატურაში ცნობილია როგორც ვაშაკიძე-ოორტის მეთოდი. იგი მრავალგზის იქნა გამოყენებული ვარსკვლავთშორისი შთანთქმის და ვარსკვლავთ (კერძოდ—ცვალებადი ვარსკვლავების) სივრცული განაწილების შესწავლის მიზნებისათვის.

მ. ვაშაკიძე ხელმძღვანელობდა აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის რამდენიმე ექსპედიციას მზის სრულ დაბნელებათა დასაკვირვებლად. ამასთან მ ვაშაკიძემ შეასრულა მზის გვირგვინის გამოსხივების პოლარიზაცი-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

ული თვისებების გამოკვლევები. ამ გამოკვლევებში, რომლებიც მოწმობენ მის უნარს და ოსტატობას რთული ექსპერიმენტული კვლევა-ძიების წარმოებაში, აღსანიშნავია დასკვნები კორონის გამოსხივების პოლარიზაციის ხარისხის დამოკიდებულების შესახებ გამომსხივებელი ადგილის მდებარეობაზე, ტალღის სიგრძეზე და მზის აქტივობის ფაზაზე.

მ. ვაშაკიძემ სერიოზული წვლილი შეიტანა ვარსკვლავთშორისი შთანთქმის გამოკვლევებში. მრავალი წლის მუშაობის შედეგად მან დააგროვა მნიშვნელოვანი დამზერითი მასალა, მოპოვებული მის მიერვე დანერგილი მეთოდების გამოყენებით.

ეს მასალა—გარეგალაქტიკურ ნისლეულთა და გრძელპერიოდიანი ცეფეიდების ფერის მაჩვენებელთა კატალოგები—საფუძვლად დაედო მ. ვაშაკიძის მონოგრაფიულ გამოკვლევას „სინათლის გალაქტიკური შთანთქმის შესწავლა გარეგალაქტიკური ნისლეულებისა და გრძელპერიოდიანი ცეფეიდების ფერის სიჭარბეთა მიხედვით და სხვა მეთოდებით". ეს შრომა მ. ვაშაკიძემ წარმოადგინა როგორც სადოქტორო დისერტაცია, რომელიც დაიცვა 1950 წლის მაისში მოსკოვის სახელმწიფო უნივერსიტეტში.

უკანასკნელ წლებში მ. ვაშაკიძე ინტენსიურად მუშაობდა დიფუზურ და გარეგალაქტიკურ ნისლეულთა პოლარიზაციული თვისებების შესწავლაზე. მას ეკუთვნის კიბორჩხალის ნისლეულის პოლარიზაციის აღმოჩენა ფოტოგრაფიული დაკვირვებების საფუძველზე. ამ აღმოჩენამ ფართო ინტერესი და გამოხმაურება ჰპოვა ასტროფიზიკაში და იგი საფუძვლად დაედო მრავალ თეორიულ გამოკვლევებს.

ახალი ენერგიით და მისთვის დამახასიათებელი სიხალისით შეუდგა მ. ვაშაკიძე აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ახალ 70-სმ მენისკურ ტელესკოპზე მუშაობას, მაგრამ ულმობელმა სიკვდილმა არ დააცალა მას.

მნიშვნელოვანია მ. ვაშაკიძის დამსახურება ქართველ ასტრონომთა კადრების მომზადების საქმეში. რიგი წლების განმავლობაში იგი კითხულობდა ლექციებს ჯერ თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის ასტრონომიის სპეციალობის სტუდენტებისათვის, შემდგომ—ქუთაისის სახელმწიფო პედაგოგიურ ინსტიტუტში: ხელმძღვანელობდა ასპირანტებს და ახალგაზრდა მეცნიერ მუშაკთა მუშაობას აბასთუმნის ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში.

მ. ვაშაკიძე იყო ასტრონომთა საერთაშორისო კავშირის და სსრკ მეცნიერებათა აკადემიის ასტრონომიული საბჭოს სხვადასხვა დარგობრივი კომისიების წევრი.

მ. ვაშაკიძის უდროოდ გარდაცვალება დიდი დანაკარგია საბჭოთა საქართველოს ასტრონომიული მეცნიერებისათვის. მისი მეგობრებისა და მოწაფეებისათვის მუდამ დაუვიწყარი იქნება ბუნებით კეთილი და უბრალო ადამიანის, საქართველოს ასტრონომიის მოამაგის მიხეილ ვაშაკიძის სახე.

МИХАИЛ АЛЕКСАНДРОВИЧ ВАШАКИДЗЕ

27 ноября 1956 года, после непродолжительной, но тяжелой болезни скончался заведующий Отделом астрофизики и звездной астрономии Абастуманской астрофизической обсерватории Академии наук Грузинской ССР, доктор физико-математических наук, профессор Михаил Александрович Вашакидзе.

М. А. Вашакидзе родился в 1909 году в селе Диди Джиханиш (Самтредский район), в семье рабочего. В 1932 году он окончил физико-математический факультет Тбилисского государственного университета. В этом же году в качестве аспиранта Абастуманской астрофизической обсерватории он был направлен в Ленинградский государственный университет, где под руководством В. А. Амбарцумяна прошел курс аспирантуры В 1936 году М. А. Вашакидзе защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук на тему: «Небулярная стадия спектра Новой Геркулеса».

С этого времени, в течение 20 лет, М А Вашакидзе вел плодотворную научную деятельность, как один из ведущих астрономов Абастуманской астрофизической обсерватории.

Первые серьезные шаги М А Вашакидзе в науке совпали с тем периодом, когда на горе Канобили велась организация Абастуманской астрофизической обсерватории и ее оборудование современными телескопами. В это важное дело М А. Вашакидзе, как активный, неутомимый работник, внес неоценимый вклад.

Здесь проявились его природные дарования, его выдающиеся способности к освоению новых приборов и внедрению наблюдательных методов.

Научную работу М. А. Вашакидзе характеризовали многосторонность, оригинальность используемых наблюдательно-экспериментальных методов, поиски новых научных задач.

Еще в ранний период своей научной деятельности М. А. Вашакидзе разработал эффективный метод для изучения пространственной плотности звезд. Этот метод известен в отечественной и зарубежной литературе как метод Вашакидзе-Оорта. Он многократно был использован с целью исследования межзвездного поглощения и пространственного распределения звезд (в частности—переменных звезд).

М А. Вашакидзе руководил несколькими экспедициями Абастуманской астрофизической обсерватории по наблюдению полных солнечных затмений При этом М. А Вашакидзе выполнил исследования поляризационных свойств излучения солнечной короны. В этих исследованиях, свидетельствовавших о его способностях и мастерстве в выполнении сложных экспериментальных задач, необходимо отметить результаты по изучению зависимости степени поляризации [illegible] короны от расположения точки излучения, длины волны и ф[illegible] ной активности.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Серьезный вклад внес М. А. Вашакидзе в исследование межзвездного поглощения. В результате многолетней работы он собрал обширный наблюдательный материал, полученный применением внедренных им же методов.

Этот материал—каталоги показателей цвета внегалактических туманностей и долгопериодических цефеид—был положен в основу монографического исследования—«Изучение галактического поглощения света по избыткам цвета внегалактических туманностей и долгопериодических цефеид и другими методами». Труд этот М. А. Вашакидзе представил как докторскую диссертацию, которую защитил в Московском государственном университете, в мае 1950 года.

В последние годы М. А. Вашакидзе интенсивно работал над изучением поляризационных свойств диффузных и внегалактических туманностей. Ему принадлежит открытие на основе фотографических наблюдений поляризации Крабовидной туманности. Это открытие вызвало большой интерес и отклики и легло в основу многих теоретических исследований.

С новой энергией и с характерным для него увлечением М. А. Вашакидзе начал работу на 70-см менисковом телескопе Абастуманской астрофизической обсерватории, но неумолимая смерть прервала его работу.

Значительная заслуга принадлежит М. А. Вашакидзе в деле подготовки кадров грузинских астрономов. В течение ряда лет он читал лекции сперва студентам астрономической специальности Тбилисского государственного университета, затем в Кутаисском государственном педагогическом институте; руководил аспирантами и работой молодых научных сотрудников Абастуманской астрофизической обсерватории.

М. А Вашакидзе был членом различных отраслевых комиссий Международного астрономического союза и Астрономического совета Академии наук СССР.

Безвременная кончина М. А. Вашакидзе является большой потерей для астрономической науки Грузии Навсегда сохранится в памяти друзей и учеников образ Михаила Александровича Вашакидзе—по природе доброго и простого человека, сделавшего так много для развития астрономии в Грузии.

ХРОНИКА

* С середины 1956 г на 70-см менисковом телескопе, в примарном фокусе, начаты систематические наблюдения.

* На 40-см рефракторе установлен и введен в работу новый планетный регистрирующий электрополяриметр системы В. И. Мюхкюря.

* В 1956 г. в обсерватории создана радиоастрономическая лаборатория, позволившая собрать и ввести в работу установку для наблюдения радиоизлучения Солнца по программе МГГ.

* Спектрогелиоскоп переделан в спектрогелиограф и начаты фотографические наблюдения Солнца в излучении кальция.

* В течение 1957 года были установлены и введены в плановую работу: хромосферно-фотосферный телескоп, комплект светосильных спектрографов для наблюдения свечения ночного неба, электрофотометры для измерения света сумеречного и ночного неба, фотоэлектрический озонометр.

* Построена башня для хромосферно-фотосферного телескопа. Пятиметровый купол для башни сооружен в обсерватории.

* Построена специальная вышка с откатной крышей, под которой, на двенадцатиметровой высоте, размещены приборы для наблюдения сумеречного и ночного неба.

* Организована станция оптических наблюдений искусственных спутников Земли.

* В 1957 г кандидатскую диссертацию защитил Н. А. Размадзе на тему: Электрофотометрия ярких планетарных и диффузных газовых туманностей.

* В сентябре-октябре 1956 г. Комиссия по исследованию Солнца АН СССР, при участии Абастуманской обсерватории, провела в Тбилиси Пленум, посвященный вопросам изучения Солнца в связи с программой МГГ. Участники Пленума в полном составе выехали в Абастумани, осмотрели и ознакомились с обсерваторией и провели там заключительное заседание Пленума

* Аспиранты Р И. Киладзе, Н А. Размадзе и А Г. Джапаридзе приняли участие докладами в VII и VIII республиканских научных конференциях аспирантов и молодых научных работников АН Грузинской ССР.

* В октябре 1956 г. заведующий Отделом физики звезд Бюраканской астрофизической обсерватории АН Армянской ССР доктор физ.-мат наук Г А Гурзадян прочитал в обсерватории цикл лекций по избранным вопросам астрофизики.

* В сентябре 1957 г обсерваторию посетил директор Ташкентской астрономической обсерватории член-корреспондент АН Узбекской ССР профессор В П Щеглов.

* В 1956—1957 гг. в обсерватории побывали в командировке сотрудники и аспиранты Пулковской обсерватории, Государственного астрономического института имени П. К. Штернберга, Бюраканской астрофизической обсерватории, Крымской астрофизической обсерватории, Главной геофизической обсерватории имени А. И. Воейкова, Горьковского радиофизического научно-исследовательского института, Тартуской астрономической обсерватории, Тбилисского государственного университета, Кутаисского, Батумского и Телавского государственных педагогических институтов.

* Обсерваторию посетили в разное время проф Г. Брюк и д-р М Брюк (Обсерватория Дунсинк в Ирландии), д-р Гун-Шу-му и Шэнь-Лян-чжао (Нанкинская обсерватория), д-р М Копецкий (обсерватория Ондржейов в Чехословакии), д-р Чада (Венгрия), д-р Джуркович и д-р Осканян (Югославия), д-р Н. Динулеску (Румыния), проф. Гринстейн (обсерватории на горе Вильсон и горе Паломар), д-р Н. Роман (Морская научно-исследовательская лаборатория в Вашингтоне), д-р Г. Хербиг (Ликская обсерватория), проф Э. Шацман (Институт астрофизики в Париже), директор обсерваторий Такубая и Тонантцинтла в Мексике д-р Аро

* В 1956—1957 гг. научные сотрудники обсерватории прочитали 144 научно-популярных лекций.

* Производственную практику в обсерватории в 1956—1957 гг прошли 38 студентов Тбилисского, Московского, Ленинградского и Киевского государственных университетов.

* В 1956 и 1957 годах на горе Канобили имелось соответственно: 304 и 287 дней наблюдений Солнца и 134 и 100 ночей звездных наблюдений

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

შინაარსი—СОДЕРЖАНИЕ

1. Электрофотометрия спектрально двойной звезды Σ 12 Λ. Н. Λ Магалашвили, Я. И. Кумсишвили 3
Electrophotometry of the spectroscopic binary Σ 12 Λ N. L. Magalashvili. J. J Kumsishvili (Summary) . . . . ɛ
2. Фотоэлектрические наблюдения 12 *Lacertae* Н. Λ. Магалашвили, Я И Кумсишвили 7
Photoelectric observations of 12 *Lacertae* N L Magalashvili J. J Kumsishvili (Summary) 11
3. Электрофотометрические наблюдения звезды *HD* 217050. Н. Λ Магалашвили, Я. И Кумсишвили 19
Electrophotometric observations of *HD* 217050 N L Magalashvili. J. J Kumsishvili (Summary) 22
4. Каталог спектральных абсолютных величин 766 звезд спектральных типов B и A в 44-х площадях Каптейна, расположенных вдоль галактического пояса (|b|≤30°) Р. А. Бартая 25
Catalogue of absolute spectral magnitudes of 766 B and A stars in 44 Kapteyn Areas situated along the galactic belt (|b|≤30°) R A Bartaya (Summary) 43
5 G და K ტიპის 425 მკრთალი ვარსკვლავის სპექტრული აბსოლუტური სიდიდეების კატალოგი. ნ. კალანდაძე 45
Catalogue of absolute magnitudes of 425 stars of spectral types G and K N. B. Kalandadze (Summary) 66
6 Фотовизуальные звездные величины и цветовые показатели звезд в направлении на галактический центр Т. А. Кочлашвили 67
Photovisual magnitudes and colour indices of the stars in the galactic centre direction T. A Kotchlashvili (Summary) 91
7. Об атмосферной экстинкции М. В. Долидзе 93
On the atmospheric extinction M B Dolidze (Summary) 102
8 აბასთუმნის ობსერვატორიის სპექტროჰელიოსკოპიულ დაკვირვებათა დამუშავების შედეგების შესახებ თ რაზმაძე 103
On the statistics of spectrohelioscopic observations T S Razmadze (Summary) 112
9 ქრომოსფეროული ამოფრქვევების ზოგიერთი მახასიათებლის შესახებ თ რაზმაძე . . . 113
On some chromospheric flare characteristics T S Razmadze (Summary) 115
10 Дополнительное приспособление к саморегистрирующему микрофотометру МФ-4. М В. Долидзе, Λ М. Фишкова 117
A supplementary device to the self-recording microphotometer „МФ-4" M B Dolidze. L M Fishkova (Summary) 124
11 О распределении масс в Галактике Р. И. Киладзе 125
On the mass distribution in the Galaxy R I Kiladze (Summary) . . . 137
12. Некоторые замечания к задаче движения материальной точки под действием силы, зависящей от времени. Н. Г. Магнарадзе 139
13 ორი სხეულის ამოცანის ინტეგრალები სფერულ კოორდინატებში და მათი გამოყენება ორბიტების გამოსათვლელად მ იმნაძე 145
Интегралы задачи двух тел в сферических координатах и применение их для определения орбит М. П Имнадзе (Резюме) 175
The integrals of the problem of two bodies in spherical coordinates and their application to orbit determination M P Imnadze (Summary) 180
|მიხეილ ალექსანდრეს ძე ვაშაკიძე| 181
|Михаил Александрович Вашакидзе| 183
Хроника 185

დაიბეჭდა საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემიის სარედ.-საგამომც. საბჭოს დადგენილებით

*

პ/მგ. რედაქტორი ე. ხარაძე

გამომცემლობის რედაქტორი დ. ბაქრაძე

ტექრედაქტორი ა. თოდუა

კორექტორი ე. ჯობავა

გადაეცა წარმოებას 12.2.1958, ანაწყობის ზომა 7×12;
ხელმოწერილია დასაბეჭდად 22.5.1958; ქაღალდის ზომა 70×108 1/16
ქაღალდის ფურცელი 6, საბეჭდი ფურცელი 12;
საღრიცხვო-საგამომცემლო ფურცელი 15,97;
შეკვეთა № 331; უე 02286; ტირაჟი 600
ფასი 12 მან. 30 კაპ.

საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემიის გამომცემლობის სტამბა
თბილისი, ა. წერეთლის ქ. 3/5.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

ფასი 12 მან. 30 კაპ.

30 62608/58-4540.

საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემია
АКАДЕМИЯ НАУК ГРУЗИНСКОЙ ССР

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორია
მთა ყანობილი

ბიულეტენი

АБАСТУМАНСКАЯ АСТРОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ
ГОРА КАНОБИЛИ

БЮЛЛЕТЕНЬ

23

1958
საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემიის გამომცემლობა
თბილისი Тбилиси

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემია
АКАДЕМИЯ НАУК ГРУЗИНСКОЙ ССР

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორია
მთა ყანობილი

ბიულეტენი

АБАСТУМАНСКАЯ АСТРОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ
ГОРА КАНОБИЛИ

БЮЛЛЕТЕНЬ

23

1958
საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემიის გამომცემლობა
თბილისი Тбилиси

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Отв. редактор Е. К. Харадзе

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 23, 1958
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 23, 1958

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗБИРАТЕЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В ГАЛАКТИКЕ ПО ЦВЕТОВЫМ ИЗБЫТКАМ КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИХ ЦЕФЕИД

И. Ф. АЛАНИЯ

Глава 1

КРАТКИЙ ОБЗОР ПРОБЛЕМЫ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

§ 1. Введение. Исследование космического поглощения света в Галактике является одной из важнейших задач современной звездной астрономии и астрофизики.

Формирование, изучение и развитие данной проблемы имеет длительную историю. Однако, последние два десятилетия принесли ей особенно широкое и многостороннее развитие. Это развитие отмечено, в частности, вкладом советских астрономов, сыгравших выдающуюся роль своими исследованиями принципиального характера.

В нашем вступительном обзоре мы остановимся на некоторых основных моментах формирования проблемы и окинем взглядом работы по изучению поглощения света, выполненные за последние годы. Здесь уместно вспомнить, что весьма полный обзор работ в данной области, охватывающий исследования до 1950 года, включительно, дан в монографии Е. К. Харадзе [1].

§ 2. Открытие межзвездного поглощения света. В 1847 г. В. Я. Струве в Пулковской астрономической обсерватории, в своих знаменитых «Этюдах звездной астрономии» впервые указал на обнаружение им поглощения света в Галактике. Сравнивая числа звезд, получаемые из звездных подсчетов, с теоретически ожидаемыми, он нашел, что первые возрастают медленнее, чем это должно быть при полной прозрачности межзвездного пространства. Получаемые отклонения Струве приписал эффекту ослабления света звезд в Галактике и принял для коэффициента поглощения значение, которое по порядку величины согласуется с современными определениями (около 0^m5 на кпс).

В начале XX столетия русский астроном Г. А. Тихов открыл существование в нашей Галактике избирательного ослабления света, применив для этого новый способ—метод светофильтров, до настоящего времени успешно используемый в подобных или других исследованиях. В сущности Г. А. Тихов впервые сформулировал закон межзвездного покраснения света. Он писал в 1910 году: «В космическом пространстве существует распыление света мельчайшими частицами, увеличивающееся с уменьшением длины волны» ([2], стр. 105).

* Статья представляет собой основу кандидатской диссертации автора.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Б. А. Воронцов-Вельяминов опубликовал в 1929 г. каталог интегральных фотографических звездных величин шаровых звездных скоплений [3]. Обрабатывая данные своего каталога, он пришел к выводу о наличии межзвездного поглощения света в Галактике [4].

Годом позже Трэмплер дал убедительное доказательство существования поглощения света в Галактике на основе анализа данных о рассеянных звездных скоплениях [5]. Он классифицировал все известные в то время открытые скопления, разделив их на четыре группы в зависимости от степени концентрации звезд. Измерив видимые угловые диаметры d и применив фотометрические расстояния r, он перевел их в линейные диаметры D. Если принять линейные диаметры в среднем одинаковыми для данного типа скоплений, что довольно хорошо подтверждается наблюдениями, то они не должны показывать роста с расстоянием r. Но Трэмплер обнаружил, что чем больше r, тем больше получаемое D. Очевидно, что только искаженные поглощением фотометрические расстояния могли привести к такому результату. Принимая поглощение света пропорциональным расстоянию, он нашел, что рост средних величин D с расстоянием r прекращается при допущении поглощения с коэффициентом $a = 0^m 67$ на кпс. Это значение коэффициента общего фотографического поглощения долгое время имело хождение как общепринятое.

§ 3. Методы исследования поглощения. После цитированных работ существование поглощения света в Галактике получило всеобщее признание. Влиянием поглощения искажается действительная картина распределения звезд на небе. Ослабляя свет лежащих за ним звезд, а также изменяя распределение энергии в их спектрах, межзвездное вещество изменяет видимый блеск и цвет звезд. Поэтому в первый период после открытия межзвездного поглощения сразу возникла важнейшая проблема учета поглощения света во всех тех задачах, при решении которых применялись звездные величины или фотометрические расстояния и цвета звезд. Следовательно, появились и способы для оценки поглощения. Кроме «обычных» звезд подверглись исследованию другие объекты нашей Галактики, а также и внегалактические туманности.

Перечислим основные методы, которые наиболее часто применялись или применяются в настоящее время при исследованиях поглощения света.

1. Способ скоплений. Как отмечалось выше, при помощи этого способа Трэмплер дал убедительное доказательство наличия поглощения света в Галактике. Для коэффициента общего поглощения он получил значение $0^m.67$ на кпс. Московские астрономы П. П. Паренаго, Б. В. Кукаркин и Н. Ф. Флоря [6] обнаружили, в результате пересмотра основных звездно-статистических данных о шаровых скоплениях, четкую зависимость между избытками цвета скоплений и их линейными диаметрами. Это дало авторам основание поставить под сомнение правильность значения трэмплерова коэффициента. И действительно, К. А. Бархатова [7] установила аналогичное явление и для рассеянных скоплений. Из-за неучета этого явления трэмплеровское значение коэффициента оказалось заниженным.

2. Подсчеты звезд. Этот метод был предложен Вольфом [8] в 1923 г. Производятся подсчеты чисел звезд до данной видимой звездной величины в исследуемой площадке и в выбранной соседней, «прозрачной» площадке и строятся кривые $\lg N(m)$. По расхождению этих кривых оцениваются величина поглощения и расстояние до поглощающего облака. При этом пренебрегают дисперсией абсолютных величин звезд. В

тридцатых годах указанный способ служил одним из основных средств
исследования отдельных темных туманностей. Широко известны работы
пулковских астрономов. Капитальное исследование принадлежит В. В.
Лавдовскому [9]. Метод звездных подсчетов для изучения отдельных уча-
стков Млечного Пути, кроме Пулковской обсерватории, применялся также
на обсерваториях Гарвардской, Упсальской и др.

В 1938 г. К. Ф. Огородников, проведя строгий математический ана-
лиз метода Вольфа показал, что в ряде случаев его применение дает
ложные результаты. Неучет дисперсии абсолютных величин приводит к
ложному растягиванию темных туманностей по лучу зрения [10]. Вместе
с тем К. Ф. Огородников разработал более совершенный способ опреде-
ления расстояния и поглощения в темных туманностях, применение ко-
торого дало автору возможность внести существенные исправления в
ранее полученные результаты.

Метод звездных подсчетов относится к группе относительных спо-
собов, и степень «прозрачности» выбранной площадки в качестве объ-
екта сравнения целиком сказывается на результатах. Кроме того, из-за
неизбежного осреднения числа звезд, как бы сглаживается и не выявля-
ется тонкая структура исследуемых областей. Тем не менее, с целью
изучения сложной структуры Млечного Пути и в настоящее время встре-
чаются работы, основанные на применении метода Вольфа в модифи-
цированном виде.

3. Метод Z-координат Способ определения среднего коэффициента
общего поглощения по z-координате был предложен Боттлингером и
Шнеллером [11]. Идея авторов основывается только на одном предполо-
жении исходя из галактической концентрации долгопериодических це-
феид, среднее абсолютное значение z-координаты $|\bar{z}|$, в случае отсутст-
вия поглощения, не должно давать хода с фотометрическим расстоянием,
а должно быть постоянным. Если постоянство не соблюдается, то это
говорит о наличии поглощающей среды и тогда, исправляя фотометри-
ческие расстояния за поглощение, добиваются постоянства z-координаты,
в процессе чего и оценивается величина коэффициента поглощения.
Важные исследования вокруг данного вопроса принадлежат О. А.
Мельникову [12] и Джой [13]. Мельников впервые пришел к выводу о
неправильности нульпункта кривой Шепли.

В общем, при надежном определении нульпункта зависимости пе-
риод-светимость для долгопериодических цефеид и при условии привле-
чения достаточно большого количества наблюденных данных, способ
может дать довольно уверенные результаты.

4. Собственные движения звезд. Последние представляют еще одно
надежное средство определения общего поглощения света в межзвезд-
ном пространстве. Весьма интересно, что еще в 1910 г. на такую воз-
можность указал Г. А. Тихов ([14], стр. 6, 7).

Если сравнить собственные движения звезд одной и той же види-
мой величины в исследуемой площадке и окружающем «нормальном»
звездном поле, то при наличии поглощения света средние собственные
движения для темного участка будут больше, чем для светлого. Вели-
чина поглощения оценивается сопоставлением звездных величин, имею-
щих одинаковые собственные движения в исследуемом участке и в «нор-
мальном» поле, а расстояние до поглощающего облака определяется в
принципе так же, как и в способе Вольфа. Заслуживают высокую оценку
работы пулковского астронома А. Н. Дейча [15], определившего погло-
щение в нескольких Площадях Каптейна на основе своего каталога соб-
ственных движений звезд.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

5. Подсчеты внегалактических туманностей. В 1934 г. Хаббл [16] опубликовал весьма обширное исследование видимого распределения внегалактических туманностей. Было обнаружено, что число наблюдаемых галактик на единицу поверхности небесной сферы постепенно уменьшается по мере перехода от галактических полюсов к галактическому экватору и достигает нуля в зоне Млечного Пути, в котором, как правило, мы вовсе не наблюдаем их. Этот эффект является результатом поглощения света диффузной средой, рассеянной в Галактике.

Исходя из эмпирической зависимости Хаббла:

$$\lg N(m) = 0.6m + c,$$

где $N(m)$ число туманностей на один квадратный градус до данной величины m, а c—постоянная, Оорт предложил для оценки общего поглощения формулу [17]:

$$\Delta A = \frac{1.95 - lg\ N(m)}{0{\cdot}55}.$$

С помощью этой формулы можно определить разность в поглощении между исследуемой областью и полярной областью.

Метод подсчетов галактик имеет ряд недостатков, как, например, тот, что не во всех местах неба имеются подсчеты $N(m)$. Кроме того, поглощение получается на всем пути луча от нас до границы поглощающего слоя, вследствие чего невозможно оценить поглощение до какого-нибудь определенного расстояния внутри Галактики. Существенным недостатком рассмотренного способа является и то, что он полностью игнорирует колебания в числе галактики, вызванные особенностями их распределения в пространстве. Согласно известным исследованиям (см. [18, 19, 20]) галактики обнаруживают тенденцию объединяться в скопления.

6. Способ П. П. Паренаго. Известно, что изменение пространственной плотности звезд различных классов с расстоянием от галактической плоскости довольно хорошо представляется выражением:

$$D(z) = D(o)e^{-\frac{z}{\beta}},$$

где $D(o)$—плотность в плоскости Галактики, а z берется по абсолютной величине. Принимая такой же закон для распределения поглощающего вещества, П. П. Паренаго [21] получил для общего поглощения на расстоянии r формулу.

$$A(r, b) = \frac{a\,\beta}{\sin b}\left(1 - e^{-\frac{r\sin b}{\beta}}\right).$$

Здесь a есть параметр, характеризующий поглощение в данном направлении, β —параметр, характеризующий концентрацию поглощающей материи к плоскости Галактики.

В 1945 г. П. П. Паренаго [22] изучил, на основе имеющихся данных, изменение параметров a и β в зависимости от галактических координат. Величина β оказалась совершенно постоянной в различных направлениях, а a колеблется в довольно широком интервале. Вместе с тем П. П. Паренаго разработал быстрый и удобный метод определения истинного расстояния с учетом поглощения света в данном направлении.

Указанный способ нашел широкое применение и оказался плодотворным в статистических исследованиях.

При определении параметров a и β по схеме Паренаго требуется знание плоскости симметрии поглощающей материи и исходного значения параметра β. В 1953 году Т. А. Кочлашвили и А. Ф. Торонджадзе [23] в Абастуманской астрофизической обсерватории предложили способ, свободный от указанных ограничений.

7. Метод цветовых избытков. Все описанные выше способы дают возможность оценки общего поглощения света в пространстве. Но, как хорошо известно, в Галактике имеет место и избирательное ослабление света, которое можно обнаружить и исследовать методом цветовых избытков. Сущность способа заключается в том, что определяют каким-либо способом показатели цвета звезд или других объектов; зная их нормальные цвета, просто вычисляют цветовые избытки.

Общее же поглощение оценивается косвенно, путем применения фактора, выражающего отношение общего поглощения к избирательному. Очевидно, что таким путем получается нижний предел для общего поглощения света, поскольку нейтральная составляющая поглощения остается неучтенной. Измерение интенсивностей света звезд в различных участках спектра и определение коэффициентов поглощения дают возможность судить и о физических свойствах межзвездной материи.

Способ цветовых избытков нашел широкое применение в работах Стеббинса и его сотрудников [24]. Обширное исследование избирательного поглощения выполнено в Абастуманской астрофизической обсерватории Е. К. Харадзе, М. А. Вашакидзе, В. Б. Никоновым, Т. А. Кочлашвили.

§ 4. Природа межзвездного поглощения света. Уже в тридцатых годах исследователи пытались установить—как распределено поглощающее вещество в Галактике. Еще первые работы показали, что межзвездная материя концентрируется около галактического экватора. Весьма яркой иллюстрацией этого факта явилось обнаружение Хабблом «галактической зоны избегания».

На некоторое время утвердилось мнение, согласно которому межзвездное поглощение света вызывается космической пылью, приблизительно равномерно заполняющей пространство близ галактической плоскости. На такой точке зрения стоял, например, Шален [25].

Но, в то же время в литературе встречались отдельные высказывания и противоречивого характера. В связи с этим интересно вспомнить, что в 1935 г. Б. П. Герасимович указал, что причиной клочковатой структуры звездных облаков Млечного Пути может являться галактическое поглощение света [26].

Вопрос был окончательно решен в 1937 г. В. А. Амбарцумяном и Ш. Г. Горделадзе в Абастуманской астрофизической обсерватории.

В широко известной работе [27] В. А. Амбарцумян и Ш. Г. Горделадзе изложили весьма важный вывод, заключающийся в том, что космическое поглощение света в Галактике вызывается действием отдельных пылевых темных туманностей. Это открытие основательно изменило представление о природе межзвездного поглощения света, которое, согласно авторам, должно меняться скачками, по мере того, как луч света пронизывает одну, две, три или более туманностей.

Впоследствии работа [29] Б. В. Кукаркина, анализирующая т. наз. парадокс Шайна [28] явилась подтверждением вывода Амбарцумяна и Горделадзе, согласно которому поглощение вызывается отдельными облаками космической пыли.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Зависимость между избытками цвета звезд и яркостью Млечного Пути исследовал недавно В. Б. Никонов [30] по данным своего прецизионного каталога фотоэлектрических цветовых эквивалентов звезд спектральных типов B8 и B9, заключенных в пределах расстояний порядка 100—300 парсек. Оказалось, что корреляция, как правило, не наблюдается. Этот результат истолковывается автором как указание на реальность сложной структуры звездного фона и на возможность влияния нейтрально поглощающей материи. Автор справедливо замечает, что для такого сравнения нужно иметь фотоэлектрические измерения яркости полосы Млечного Пути.

К такому же результату привели Н. В. Быстрову спектрофотометрические исследования, выполненные в двух участках Млечного Пути: в Лебеде и Возничем [31].

Но какова бы ни была рассматриваемая зависимость, результаты многочисленных работ по изучению поглощения света в Галактике бесспорно указывают, что поглощающий слой распространен неравномерно и имеет весьма клочковатый, облакообразный характер.

Вопрос о составе межзвездной среды все время находился в поле зрения астрономов с момента возникновения проблемы космического поглощения света.

Еще в начале XX века было установлено присутствие в Галактике материи в газовом состоянии. Последняя обнаруживается по отдельным —стационарным—линиям в спектре звезд; не участвующим в допплеровских смещениях всех других линий спектра.

Биннендик [32] подверг анализу существующие каталоги стационарных линий кальция (H, K), натрия (D_1, D_2) и полосы λ 4430 и получил следующее соотношение:

$$K = 0.18r + 0.7E.$$

Здесь r есть расстояние, а E—покраснение света.

Билс и Ок [33] использовали многолетние спектральные наблюдения звезд классов O и B2 в обсерватории в Оттаве и нашли:

$$r = 34.83K = 30.75D,$$

где через K обозначена эквивалентная ширина кальциевой линии K. D есть средняя величина интенсивностей натриевых линий D_1 и D_2. Однако, известны и такие случаи, когда исследователи не обнаруживали связи между интенсивностью межзвездных линий и расстоянием. Этот факт получил правильную интерпретацию в том смысле, что и межзвездный газ характеризуется неравномерным распределением в пространстве.

Кроме того, исследования межзвездных линий в спектрах звезд, полученных с помощью спектрографов большой дисперсии показали, что часто они имеют сложную структуру, состоящую из нескольких компонентов. Для примера укажем на работу Мюнха [34], выполненную со спектрографом «кудэ», монтированным на 5-метровом рефлекторе. Оказалось, что межзвездные линии H и K кальция в спектрах звезд, более ранних, чем B3, в интервале галактических долгот 65°—130° до двух килопарсек, состоят из двух компонентов. Это служит указанием на то, что и межзвездный газ встречается в Галактике в виде отдельных облаков.

Эмиссионные линии наблюдаются также часто в спектрах диффузных туманностей. В деле открытия и всестороннего изучения светлых газовых туманностей в лучах $H\alpha$ широко известны многочисленные исследования Г. А. Шайна и В. Ф. Газе, выполненные в Крымской астрофизической обсерватории. По Шайну и Газе масса некоторых диффузных туманностей, оцененная на основе светимости в линиях бальмеровой серии, порядка тысячи масс Солнца [35]. Естественно предположить, что среди неосвещенных туманностей так же должны встречаться такие гигантские газовые облака.

Спрашивается, не может ли газ вызвать наблюденное поглощение света, если он в таком большом количестве распространен в межзвездном пространстве? Соответствующие расчеты [36, 37] показывают, что нужное для этого количество газа в несколько раз превосходит полную массу всей Галактики.

Поскольку в условиях низкой температуры межзвездного пространства вещество не может существовать в жидком состоянии, то остается сделать заключение, что наблюденное поглощение света вызывается твердыми частицами. При этом, крупные частицы не могут играть основную роль ввиду того, что, как показывают наблюдения, поглощение носит избирательный характер; оно более интенсивно в области коротких длин волн и менее интенсивно в области длинных. Крупные же частицы будут, просто, экранировать свет. Кроме того, в случае таких частиц, для объяснения наблюдаемых эффектов потребовалось бы опять таки фантастически большое значение общей массы межзвездного вещества. Следовательно, мы приходим к выводу, что избирательное поглощение обусловлено мелкими твердыми частицами, размеры которых сравнимы с длиной волны.

§ 5. Закон поглощения. После того, как было окончательно доказано ослабление света в Галактике, были сделаны попытки выявить характер зависимости поглощения от длины волны. Этому вопросу посвящены известные работы [38, 39, 40, 41, 42, 43, 45, 46]

В ряде работ было показано, что в исследуемом участке спектра не совсем точно соблюдается закон λ^{-1} Вместе с тем обнаружилось, что закон изменения коэффициента ослабления света с длиной волны одинаков во всех участках неба. Этот вывод нашел поддержку в относительно недавней обширной работе Диван [44] По ее мнению, в видимом участке спектра (3100—6100 A) различий в форме кривых поглощения не наблюдается даже в туманности Ориона, которая, по исследованиям некоторых авторов, несколько отличается поглощательной способностью от других участков неба (см., например, [45, 46]). Между прочим, по недавним исследованиям Джонсона и Моргана [47], аномальной поглощательной способностью света характеризуется также область Лебедя ($40 < l < 50°$).

Спектрофотометрические измерения Шаленом звезд классов B и A в Лебеде и Персее также подтвердили небольшие отклонения от закона λ^{-1} но Шален получил и кривые, выражающие отклонения от закона λ^{-1}, отличные друг от друга для этих двух участков неба, что дало повод высказать возражение против однородности состава межзвездного вещества во всех направлениях в Галактике [48]

Результаты более поздних работ Ван Райна [49] и Боргмана [50] находятся в согласии с выводами Стеббинса и Уитфорда о не вполне точном соблюдении закона λ^{-1}. Боргман построил средние кривые поглощения в отдельности для звезд, расположенных на галактических долготах $l < 68°$, и звезд—на долготах $l > 84°$. Оказалось, что кривые несколько отличаются одна от другой.

Обработка спектрограмм, полученных Н. В. Быстровой в Абастуманской астрофизической обсерватории, также показала небольшие изменения с галактической долготой в форме кривых поглощения [31].

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Определение зависимости коэффициента поглощения от длины волны по спектру звезд представляет собой в принципе простую задачу. Но такие определения сопровождаются той трудностью, что не всегда есть возможность выбрать в качестве звезды сравнения такую, которая не была бы отягчена эффектом покраснения, происходящего или в межзвездном пространстве или в самой звезде.

В 1952 г. Л. В. Мирзоян предложил статистический метод вывода закона избирательного поглощения света, который позволяет избежать эту основную трудность [51]. Способ опирается на существование зависимости величины изменения спектрофотометрического градиента от избытка цвета. Эта зависимость имеет вид:

$$\Delta\varphi = 0.921 \; \frac{\lambda_1^{\beta} \cdot \lambda_2^{\beta}}{\lambda_2^{\beta} - \lambda_1^{\beta}} \cdot \frac{K_\lambda}{\overline{K}} \cdot \frac{\alpha}{\lambda^{\alpha - 1}} \cdot CE,$$

где K_λ есть коэффициент в законе избирательного поглощения. Используя фотоэлектрические избытки цвета Стеббинса, Хаффера и Уитфорда и спектрофотометрические градиенты Барбье и Шалонжа, Л. В Мирзоян, пользуясь своим методом, пришел к выводу, полученному ранее О. А. Мельниковым, что показатель α в законе $\lambda^{-\alpha}$ изменяется, уменьшаясь по мере перехода к коротким длинам волн.

Из цитированных работ следует, что небольшое отклонение от закона λ^{-1} для межзвездного покраснения, по-видимому, существует Однако, остается бесспорным тот факт, что в различных направлениях неба кривые поглощения показывают сходство между собой.

В связи с этим, интересно снова указать на работу Н. В. Быстровой [31]. С целью выяснения природы «эффекта сглаживания», она предприняла лабораторное исследование поглощения света мелкими частицами различных металлов и диэлектриков. Оказалось, что для всех металлов, способных окисляться, а также диэлектриков, кривые поглощения показывают сходство между собой. Это позволило ей сделать предположение о том, что если за избирательное поглощение света являются ответственными металлические частицы, способные соединяться с кислородом, то окисление их поверхностных слоев может привести к наблюдаемому сходству кривых поглощения в различных участках неба.

§ 6. Основные данные о поглощающей среде. Важной характеристикой межзвездного вещества являются размеры пылевых частиц, вызывающих наблюдаемое ослабление света в Галактике. Выяснению их было уделено много внимания.

Обстоятельное теоретическое исследование выполнил О. Струве в 1938 г. [52]. Он рассмотрел размеры частиц в диапазоне $10^{-8} < r < 10^{-3}$ и пришел к заключению, что все размеры, за исключением 10^{-5} см, следует отвергнуть.

Зная из наблюдений поглощение в двух участках спектра, можно вычислить размеры частиц на основе физической теории Ми, которая разработана для частичек сферической формы.

Выражение, которое может послужить основой для вычисления размеров частиц поглощающей среды, имеет вид (см. [1], стр. 364):

$$1 + \varepsilon = \frac{\lambda_1^2}{\lambda_2^2} \cdot \frac{J_m\left\{ \sum\limits_{\sigma=1}^{\infty} (-1)^{\sigma} (a_\sigma - P_\sigma) \right\}\lambda_1}{J_m\left\{ \sum\limits_{\sigma=1}^{\infty} (-1)^{\sigma} (a_\sigma - P_\sigma) \right\}\lambda_2},$$

где $\varepsilon = A_{\lambda_1} - A_{\lambda_2} : A_{\lambda_2}$, а a_σ и P_σ являются функциями диаметра поглощающих частичек. Jm обозначает мнимую часть выражения в фигурной скобке.

Много усилий посвятил Шален [53] определению размеров частичек поглощающей среды на основе теории Ми. Вместе с тем Шален, табулируя ряд величин, участвующих в вычислениях, в значительной степени упростил решение задачи.

В Советском Союзе оценкой размеров частиц занимались О. А. Мельников, Е. К. Харадзе, Т. А. Кочлашвили и др. О. А. Мельников [12] получил

для железа $d \approx 85\ m\mu$

для никеля $d \approx 115\ m\mu$.

Определения Е. К. Харадзе [1] базируются на большом материале по цветовым избыткам звезд в Избранных Площадках Каптейна. Вычисления были выполнены для железа. Оказалось, что в отдельных направлениях величина диаметра колеблется от 85—90 до 105—110 $m\mu$. Причем, средний диаметр на высоких широтах на 10—15% меньше среднего диаметра около галактической плоскости.

Т. А. Кочлашвили в Абастуманской обсерватории получила для трех областей Млечного Пути (М 34, М 35 и «Циррус») [54]:

100 $m\mu$ для железа и

135 $m\mu$ для никеля.

Таким образом, оценки интенсивностей света звезд в двух участках спектра с точки зрения теории Ми, когда частички принимались за металл, привели к среднему радиусу порядка 100 $m\mu$, который приблизительно отвечает закону поглощения λ^{-1}.

Выше приводились аргументы в пользу того, что поглощение света звезд в межзвездном пространстве вызывается отдельными пылевыми темными туманностями. Важной характеристикой темных туманностей является их поглощающая способность, выражаемая величиной ε — средним поглощением света в отдельном темном облаке.

Еще в 1938 г. В. А. Амбарцумян и Ш. Г. Горделадзе, в цитированной уже работе, выполненной в Абастуманской обсерватории, сделали попытку оценить эту величину. Они получили для ε предварительное значение $0.^m3$ в фотографических лучах [27].

Первое надежное определение ε принадлежит В. А. Амбарцумяну. В ряде работ, В. А. Амбарцумян выдвинул предположение, согласно которому флуктуации яркости Млечного Пути и флуктуации в числе внегалактических туманностей обусловлены, в основном, клочковатой структурой поглощающего вещества. Он математически разработал теорию флуктуаций яркости Млечного Пути, применение которой к наблюдательным данным не только подтвердило сделанное предположение, но и позволило оценить среднюю оптическую толщину одного темного облака.

Теория флуктуаций Амбарцумяна оказалась весьма плодотворной и нашла применение и дальнейшее развитие в работах Г. И. Русакова, Б. Е. Маркаряна, Чандрасекара и Мюнха, Ш. Т. Хабибуллина, Т. А. Агекяна и др.

В 1939 г. В. А. Амбарцумян [55] подверг анализу подсчеты числа внегалактических туманностей. Было обнаружено, что разность $\lg N - \overline{\lg N}$, характеризующая дисперсию в числах внегалактических туманностей, возрастает по мере приближения к галактическому экватору. Применением распределения Пуассона оптическая толщина одного пог-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

лощающего облака была найдена равной $0^m.274$. При этом Амабарцумян использовал значение $a\beta = 0^m.25$ по Хабблу. Если принять $a\beta = 0^m.35$, найдем $\varepsilon = 0^m.19$.

В 1943 г. Б. В. Кукаркин [56] определил ε на основе анализа флуктуаций цветов внегалактических туманностей, шаровых звездных скоплений и звезд спектрального типа B, имеющих большие галактические широты, и получил, в среднем, $\varepsilon = 0^m 34$. В 1945 году П. П. Паренаго [22] по дисперсии отдельных определений поглощения $A(r)$ нашел $\varepsilon = 0.^m 27$.

В 1944 г. Б. Е. Маркарян [57], на основе анализа подсчетов чисел звезд и суммарных их яркостей по наблюденным данным, обнаружил, что относительные среднеквадратичные флуктуации этих величин сильно возрастают по мере уменьшения галактических широт. Он построил теорию флуктуаций чисел звезд, вызываемых клочковатой структурой поглощающего слоя.

Подсчеты ван-Райна привели к значению $\varepsilon = 0.^m18$, а подсчеты звезд в областях больших темных туманностей дали $0.^m25$.

Данный вопрос в 1947 г. снова стал предметом исследования В. А. Амбарцумяна [58]. На этот раз он использовал подробные подсчеты внешних галактик Шепли [59] для южного полушария. Оказалось, что $\varepsilon = 0.^m23$.

Применив обобщенную формулу известного метода М. А. Вашакидзе и проведя анализ флуктуаций в числе звезд в направлении галактического полюса, Ш. Т. Хабибуллин [60] нашел для ε значение $0^m 27$.

Недавно Т. А. Агекян [61] опубликовал работу, в которой дается новое определение данной величины на основе теории флуктуаций. Он предлагает интерпретировать наблюдаемое распределение внегалактических туманностей и распределение яркости Млечного Пути при помощи случайных функций.

Полученные результаты определений ε выражены следующей табличкой:

b	15^0	$32.^0 5$	$52.^0 5$
ε	0.60	0,23	0.12

Резюмируя, можно заключить, что по ряду независимых определений советских астрономов, поглощение света отдельной темной туманностью равно, в среднем, $0.^m27$ звездной величины.

Исходя из клочковатой структуры поглощающего вещества, П. П. Паренаго [21] получил для коэффициента поглощения на килопарсек в плоскости Галактики выражение

$$a_0 = \varepsilon \, \frac{3\pi^2}{8} \, \overline{R}^2 \, \varphi(0),$$

где ε есть среднее поглощение темной туманностью, $\overline{R}$ —средний радиус и $\varphi(0)$ —число темных туманностей в единице объема в окрестностях Солнца. Принимая $a_0 = 3^m.5$ на килопарсек, $\varepsilon = 0.^m25$ и $\varphi(0) = 6.10^{-4}$ темн.туман./пс^3, Паренаго нашел для среднего радиуса величину $\overline{R} = 2.5$ пс. В общем, за предельный радиус темной туманности по Паренаго [62] можно принять 15 пс.

В 1946 г. появилось обширное теоретическое исследование Оорта и Ван де Хулста [63], относящееся к межзвездному газу и пыли. Они принимают, что луч зрения длиной в 1000 парсеков пересекает в среднем 5 облаков. Считая звезды ранних спектральных типов и межзвездную среду независимыми образованиями, они находят, что около 14% объема вблизи галактической плоскости занято межзвездными облаками. Тогда из соотношения

$$\frac{4}{3} \pi r^3 N = 0.14,$$

где N—число туманностей в одном кубическом килопарсеке для среднего радиуса получается значение 0.21 кпс. Эту оценку следовало бы пересмотреть, поскольку в свете исследований Г. А. Шайна и В. Ф. Газе связь между газовыми диффузными туманностями и звездами ранних спектральных типов в большинстве случаев носит генетический характер.

Допуская, что на протяжении в 1000 парсеков расположено 7 облаков, и, что 5%-ов пространства занято облаками, Стремгрен [64] получил $\bar{r} = 5$ пс.

Мак-Кри [65] принял для межзвездных облаков функцию распределения следующего вида:

$$N(r) = \frac{N}{R} e^{-\frac{r}{R}}.$$

Здесь N есть полное число облаков в единице объема, а R—их средний радиус. По Мак-Кри эта функция удовлетворяет наблюденным данным при $R = 3.8$ парсека.

В цитированной работе Т. А. Агекян дает оценку линейных размеров туманностей. Он обнаружил, что размеры уменьшаются по мере удаления от галактической плоскости следующим образом:

b	15^0	$32^0 5$	$52^0.5$
S	110 пс	17 пс	4 5 пс

Из сопоставления данной таблички с предыдущей легко заключить, что отношение $E : S$, пропорциональное плотности облака, падает при приближении к галактической плоскости. Отсюда автор пришел к выводу, полученному Е. К. Харадзе [1] еще ранее, о том, что гигантские облака в низких широтах представляют собой скорее скопления мелких облаков, чем отдельные сплошные образования.

Много работ было посвящено определению средней плотности туманностей и их частоты в единице объема пространства, в окрестности Солнца. В нижеследующей табличке мы приводим основные результаты, полученные различными авторами.

Автор	ρ	N	Источник
П. П. Паренаго	5.10^{-24} г/см^3	$7 \cdot 10^{-4}$	[62]
Оорт и Ван де Хулст . .		$3.6 \cdot 10^{-6}$	[63]
Стремгрен		10^{-4}	[64]
Мак-Кри	17.10^{-24} г/см^3		[65]
Е. К. Харадзе		$7 \cdot 10^{-6}$	[1]

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Как видим, расхождение между различными оценками довольно ощутимое. Для получения более надежных результатов необходимы дальнейшие исследования.

Значение оптической толщины поглощающего слоя Галактики является одной из важнейших постоянных звездной астрономии. Оно определялось неоднократно по различным небесным объектам (подробную литературу по данному вопросу можно найти в монографии Е. К. Харадзе [1]). Из подсчетов внегалактических туманностей Хаббл [16] нашел для оптической толщины величину $0.^m25$, которая получила широкое признание. Однако, советские астрономы П. П. Паренаго [62], Б. Е. Маркарян [66], М. А. Вашакидзе [67] и др. пришли к согласованному выводу о том, что оценка Хаббла является заниженной и ею не следует пользоваться. Перечисленные авторы получили значения $0^m.34$, $0.^m23$—$0.^m40$ и $0^m.34$, соответственно.

Т. А. Агекян [61] пошел еще дальше. Применяя метод случайных функций, он критически пересмотрел результаты Хаббла. Дело в том, что в тридцатых годах межзвездную среду считали однородной. Поскольку Хаббл ставил задачей определение поглощения однородного слоя, он из общего числа 760 равномерно распределенных по небу площадок отбросил все те площадки, в которых можно было предположить наличие «угольных мешков». Агекян справедливо заключает, что по современным представлениям о структуре межзвездной среды такой отбор материала нельзя считать оправданным. Агекян нашел для оптической толщины поглощающего слоя величину $0^m.46$, которая значительно превосходит ранние определения.

Что касается общей массы темных туманностей, то первую, относительно надежную оценку ее сделал в 1940 г. В. Г. Фесенков [68].

Принимая радиусы частиц межзвездной пыли равными около 10^{-5} *см* и учитывая дисперсию размеров частиц, Фесенков на основе теории Ми нашел полную массу равной 10^8 солнечных масс. При этом он пользовался приблизительной оценкой оптической толщины Галактики в экваториальной плоскости.

В 1945 г. П. П. Паренаго [22] предложил независимую оценку, согласно которой полная масса темных туманностей равна $1.8 \cdot 10^8$ солнечных масс.

По исследованиям Е. К. Харадзе [1], опирающимся на богатый материал по цветовым избыткам звезд в 43 Площадках Каптейна, данная величина оказалась равной 10^7 солнечных масс.

Наконец, отметим еще раз, что на основе разносторонних и многочисленных исследований как советских, так и зарубежных астрономов, выполненных вплоть до последнего времени, можно считать бесспорным, что поглощающее свет вещество, состоит оно из пыли или из газа, характеризуется неодинаковым и неоднородным распределением в Галактике. Имеются указания на то, что даже в сравнительно маленьких участках Млечного Пути коэффициент покраснения претерпевает значительные изменения [69, 1]. В таком случае, применением среднего коэффициента поглощения неизбежно маскируются реальные структурные свойства этих областей. Но, в иррегулярностях наблюдаются и определенные закономерности. Например, можно считать также установленным, что поглощение света в межзвездном пространстве растет с расстоянием, причем, поглощение в направлении на центр Галактики значительно больше, чем в направлении на антицентр. Кроме того, поглощение зависит от галактической широты, увеличиваясь по мере уменьшения последней.

Таковы основные данные относительно поглощающего вещества.

§ 7. **Обзор работ последних лет по изучению поглощения света.** В данном параграфе мы сделаем краткий обзор некоторых важнейших работ по изучению поглощения света в Галактике, выполненных в течение последних 5—6 лет. Полный обзор более ранних работ, вместе с конкретными результатами исследований, изложен в работе Е. К. Харадзе [1].

В 1952 г. Е. К. Харадзе опубликовал составленный им каталог показателей цвета 14000 звезд от 10.3 до 13.3 звездной величины в 43 Площадках Каптейна, на основе которого построил кривые зависимости избытка цвета от расстояния для 43 направлений. Некоторые кривые характеризуются изломами, что свидетельствует о клочковатой структуре поглощающего вещества. Коэффициент избирательного поглощения света на первый килопарсек колеблется от 0.52 звездной величины в галактической плоскости до 0.06 на высоких галактических широтах. Относительно малое значение прироста избытка цвета на второй килопарсек (0.30 и 0.06, соответственно) истолковано как результат нахождения Солнца в области с повышенной плотностью межзвездного вещества. Детальный анализ избытков цвета привел Е. К. Харадзе к заключению о том, что покраснение света к северу от галактического экватора больше, чем к югу от него. В связи с этим заслуживает внимания работа Д. Ш. Хавтаси [70], выполненная в Абастуманской астрофизической обсерватории. Составив каталог около 800 темных туманностей по атласу Росса и Кальверт, он определил плоскость симметрии этих объектов. Оказалось, что, действительно, она наклонена к плоскости Галактики под углом 4°.

В течение последних лет Г. С. Бадалян в Бюраканской астрофизической обсерватории занимается изучением избирательного поглощения света в Галактике по долгопериодическим цефеидам. С 1949 г. он опубликовал четыре списка показателей цвета, отнесенных к медианной фазе блеска этих звезд. В недавней работе Бадалян [71] провел общую дискуссию всего своего материала, который содержит данные о 167 галактических цефеидах. Абсолютные величины вычислялись по формуле:

$$\overline{M} = 1^m.04 - 1.87 \lg P.$$

Основные результаты исследования сводятся к следующему. Цефеиды, расположенные в областях в направлении на центр Галактики, обладают большими избытками цвета. Причем, последние сильно отличаются друг от друга, что, вероятно, обусловлено неоднородным строением поглощающих облаков в данном направлении. В противоположном направлении поглощение меньше и довольно однородно. В темном участке Лебедя даже по близким цефеидам наблюдается большое покраснение света. Близкие цефеиды особенно сильно покраснены в направлении Стрельца. В созвездии Кассиопеи избытки цвета цефеид, проектирующихся на яркие и темные участки, сильно различаются между собой. Значения среднего коэффициента избирательного поглощения по материалу Бадаляна в ярких, промежуточных и темных областях оказались, соответственно, равными $0^m.27$, $0^m.43$ и $0^m.62$. Средний коэффициент общего поглощения на один килопарсек в фотографических лучах равен $1^m.31$. Последнее значение автор считает заниженным из-за селекции материала.

В 1953 г. в изданиях Абастуманской астрофизической обсерватории вышла в свет вторая монография по поглощению света в Галактике,

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

принадлежащая М. А. Вашакидзе [67]. Для исследования покраснения ее автор привлек к анализу различные небесные объекты и разные методы. Анализ показателей цвета 509 внегалактических туманностей привел автора к выводу, что коэффициент избирательного поглощения в направлениях на центр Галактики на 0.11 звездной величины больше, чем коэффициент поглощения в антицентре. По цефеидам для коэффициента покраснения он нашел в светлой области 0.ᵐ30, в светло-темной 0.ᵐ45 и для темной 0.ᵐ75.

В том же году в Бюллетенях Абастуманской обсерватории Б. В. Никонов [30] опубликовал фундаментальный каталог фотоэлектрических эквивалентов 1048 звезд спектрального класса B8—B9.

Предварительный анализ показателей цветов позволил Никонову выявить, по относительно близким звездам, области высоких галактических широт с заметным избирательным поглощением. В то же время, на умеренных и низких широтах наметились некоторые направления, относительно свободные от поглощающего вещества.

В 1953 г. Зонн [72] предпринял определение средних характеристик поглощения в окрестностях Солнца на основе каталога Эльвиуса. Предполагая, что распределение звезд в нашей Галактике обладает симметрией относительно оси и плоскости, он нашел $a_{pg}=3.4$ на килопарсек и для $a_{pv}=2.1$ на килопарсек. Следовательно, $\gamma=a_{pg}:a_{pg}-a_{pv}$ приобретает значение 2.7, которое является заниженным по сравнению с другими определениями.

В перечисленных работах изучались большие области неба. За этот же период исследовались и отдельные темные туманности,—преимущественно, зарубежными астрономами. Здесь в первую очередь следует упомянуть работу Адольфсона [73]. Привлекая различные физические характеристики звезд (спектры, звездные величины, цвета и др.), автор подробно исследовал по методу Вольфа светлые и темные участки в области Тельца. На протяжении 600 парсеков констатируется наличие трех облаков, среди которых наибольшей поглощательной способностью, с неоднородным распределением вещества, характеризуется первое облако, расположенное не дальше 30—70 парсеков от нас. Автор находит, что для рассматриваемой области избыток цвета составляет 11—12% от общего поглощения. Методом Вольфа исследовались также другие темные туманности. Например, Франклин исследовал туманность в Лебеде [74], Бок и Коннолли [75] изучили область $l=160°—173°$, $b=—4°—+8°$, Бок [76] исследовал туманности в Змееносце и в Тельце и т. д.

Все вышеприведенные результаты относятся к пылевой составляющей межзвездного вещества, производящей, как избирательное, так и общее поглощение света. Посредством спектров далеких звезд продолжалось изучение и газовой составляющей межзвездного вещества. В соответствующих местах мы приводили, частично, результаты фундаментального исследования Биннендика [32], а также Билса и Ока [33] и Мюнха [34]. Следует также отметить работу Спитцера и Лаутмен [77].

Вычисляя число атомов нейтрального натрия и ионизованного кальция из эквивалентных ширин межзвездных линий D_1, D_2 и H, K на один квадратный сантиметр вдоль луча зрения, при предположении, что распределение частиц максвеллово, они пришли к выводу, согласно которому пространственная плотность нейтрального натрия значительно больше внутри поглощающих облаков, чем в пространстве между облаками. Что касается ионизованного кальция, то его плотность оказывается в меньшей мере зависящей от наличия в данном направлении твердых частичек. Но, этот вывод, как отмечают сами авторы, нуждается в дальнейшей проверке.

Совсем недавно Войт [78], при исследовании межзвездных линий в спектрах звезд, расположенных в Скорпионе, обнаружил неравномерное распределение межзвездного вещества в этой области.

В течение промежутка времени, к которому относится этот обзор, были выполнены и исследования теоретического характера. В 1951 г В. А. Амбарцумян [79] опубликовал крупную работу по теории флуктуаций, в которой метод, обоснованный им, получает дальнейшее развитие. Теория эта оказалась весьма полезной для изучения распределения межзвездного вещества. Теория флуктуаций развивается также в исследованиях Чандрасекара и Мюнха [80]. К рассматриваемому периоду относятся и работы Б. Е. Маркарьяна [81] и Т. А. Агекяна. Результаты Агекяна мы приводили в предыдущем параграфе. В цитированной работе Маркарян показал несостоятельность возражения Миллера против использованного Маркаряном материала и против метода анализа подсчетов звезд, развитого им же в работе [57]. В то же время Маркарян приводит дополнительные доводы, убедительно подтверждающие достоверность прежних своих выводов.

В параграфе 3 говорилось, что в 1953 г. Т. А. Кочлашвили и А. Ф Торонджадзе [23] предложили метод определения плоскости симметрии поглощающего вещества. Применяя этот способ к каталогу показателей цвета Харадзе, они обнаружили сильную зависимость параметра β, входящего в формулу поглощения Паренаго, от Z. Отсюда они сделали заключение, что распределение поглощающего вещества по Z-координате в действительности не представляется простой барометрической формулой вида

$$D(z) = D(o)\, e^{-\frac{z}{\beta}}.$$

Заслуживает внимания недавняя работа А. Ф. Торонджадзе [82], посвященная вопросу об отношении общего поглощения к избирательному (γ). В литературе встречаются указания, что γ меняется в зависимости от галактической широты. Например, Стеббинс и Уиттфорд обнаружили возрастание γ с увеличением широты [83]. Этот факт объяснялся до настоящего времени доминированием на высоких галактических широтах крупных частиц, производящих неселективное ослабление света Исходя из литературных данных, из анализа теоретического выражения γ и из анализа кривых поглощения по материалу Е. К. Харадзе, А. Ф Торонджадзе обнаружил весьма тесную зависимость γ от избытка цвета, в том смысле, что при возрастании избытка цвета γ уменьшается После надежного определения коэффициентов этой зависимости станет необходимым внесение соответствующих коррективов во все те задачи, при решении которых используются фотометрические расстояния и переводные множители γ.

Наконец, отметим, что Велге [84] усовершенствовал метод звездных подсчетов для случая, когда последние относятся к классам с малой дисперсией абсолютных величин.

§ 8. Постановка задачи. Основная задача звездной астрономии заключается в выяснении строения Галактики. Важной предпосылкой для ее решения является получение численных значений звезд-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

ных плотностей. Исследования последних лет убедительно показали, что наша звездная система имеет сложное строение и состоит из большого количества взаимопроникающих подсистем, т. е. составляющих, каждая из которых обладает определенными, свойственными только ей физическими и кинематическими характеристиками. По этой причине невозможно получить общую, действительную картину строения Галактики без детального исследования отдельных ее частей и направлений. Решение общей задачи требует нахождения значений звездных плотностей для разных участков и на разных галактических глубинах. Но, здесь, мы сталкиваемся с большими трудностями. Из-за эффекта ослабления света в межзвездном пространстве, звездные подсчеты делаются несовершенными. Без учета влияния поглощения света на видимые звездные величины, плотности, получаемые из численных интегрирований основных уравнений звездной статистики, не будут соответствовать действительным их значениям. Значит, исследованиям плотностей в том или ином направлении должно предшествовать подробное изучение поглощения в этих же направлениях. Следовательно, задача исследования строения Галактики неотделима от задачи определения поглощения света в Галактике в различных направлениях [1]. Отсюда вытекает важность и актуальность проблемы поглощения в современной астрономии.

Но, исследование поглощения света в Галактике не преследует только эту цель. Оно важно и с точки зрения современной звездной космогонии. Совершенно естественно, что решение проблемы происхождения звезд и звездных систем невозможно без глубокого изучения свойств вещества, из которого они образуются, без исследования происходящих в нем процессов, основных закономерностей его развития.

Наконец, поскольку темная материя составляет значительную часть Вселенной, изучение поглощения света должно служить и задаче исследования пространственного строения всей материальной Галактики.

Ныне межзвездная среда изучается различными средствами. В настоящем обзоре мы вовсе не затрагиваем тех успехов, которые достигнуты в области изучения строения Галактики благодаря применению радиоастрономических наблюдений. Последние дают возможность исследовать межзвездный водород в нейтральном состоянии. Как известно, в таком состоянии это вещество недоступно изучению другими средствами. Мы также не затрагиваем вопросов, связанных с поляризацией света в межзвездном пространстве.

Существенный вклад внесли в изучение межзвездной среды симеизские астрономы Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Применением нового метода они открыли и каталогизировали большое количество газовых туманностей. Изучая подробно структуру этих объектов, им удалось обнаружить ряд интересных явлений и закономерностей. Можно утверждать без преувеличения, что после работы Шайна и Газе интерес к диффузным туманностям исключительно повысился.

Все эти методы являются довольно мощными в смысле проникновения в пространство и доставляют ценные сведения относительно пространственного распределения и физических свойств межзвездной среды.

Но, разновидности межзвездного вещества не исчерпываются нейтральным водородом и светлыми диффузными туманностями. Наблюдения показывают, что в межзвездном пространстве существуют в большом количестве и мелкие твердые частицы, производящие ослабление света по закону λ^{-1}. Метод цветовых избытков звезд дает возможность решать задачи, связанные с характеристикой физической природы и пространственного распределения этих частиц. Таким образом, сведения, получаемые перечисленными методами о межзвездной среде, существенно пополняют друг друга.

Дальнейшее развитие и усовершенствование этих методов, несомненно, приведет к новым важным и надежным результатам.

Мы увидели выше, что проблема детального исследования строения Галактики теснейшим образом связана с изучением поглощения света во многих индивидуальных направлениях. В Галактике имеет место, как общее, так и избирательное ослабление света. Изучение общего поглощения света является довольно трудной задачей. Оно требует применения абсолютных методов. Исследование же избирательного ослабления осуществляется сравнительно легко. Оно базируется на массовых определениях показателей цвета и спектральных характеристик звезд. Общее поглощение в этом способе оценивается путем применения фактора, определяемого отношением общего поглощения к избирательному. Получение спектров большого количества слабых звезд не является простой задачей. При современном уровне развития средств наблюдения могут быть классифицированы звезды до 14 звездной величины.

Из-за этого способ избытков цвета в настоящее время естественно ограничен в смысле проникновения в глубины галактического пространства. До некоторой степени этим объясняется тот факт, что за последнее время интерес к изучению поглощения света методом избытка цвета ослабел. Астрономы увлекаются, преимущественно, светлыми диффузными туманностями и радиоастрономическими измерениями. Но, нельзя не признать, что в области поглощения света еще на долгое время останутся актуальными задачи, которые могут быть решены на основе наблюдательного материала, получаемого с помощью оптических инструментов относительно скромных размеров.

Это обстоятельство, наряду с важностью исследования избирательного ослабления света в возможно большем количестве направлений, принуждает нас привлекать к наблюдениям, кроме «обычных» звезд, и такие объекты, которые не требуют специальной спектральной классификации. К числу таких принадлежат короткопериодические цефеиды. Преимущество применения этих звезд заключается и в том, что они встречаются в большом количестве на высоких галактических широтах, для которых мы располагаем довольно скудными данными о распределении поглощающего вещества.

Кроме того, определение показателей цвета короткопериодических цефеид имеет самостоятельное значение в связи с исследованием физической природы этих звезд.

С 1951 г. мы, в Абастуманской астрофизической обсерватории, по предложению Е. К. Харадзе, приступили к планомерным наблюдениям короткопериодических цефеид, доступных наблюдениям на нашей широте.

Глава II

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЦВЕТОВЫХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИХ ЦЕФЕИД

§ 1. Наблюдательная аппаратура. Наблюдательный материал мы накапливали на анаберрационной камере Шмидта. Оптическая схема инструмента дана на рисунке 1.

Обращает на себя внимание то, что деформированная поверхность коррекционной пластины обращена наружу. Диаметры сферического

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

зеркала и коррекционной пластины равны 444 мм и 360 мм, соответственно. Радиус кривизны зеркала $2F=1250$ мм. Следовательно, относительное отверстие камеры получается 1 . 1.74, а масштаб—5.4 минуты дуги в миллиметре. Из чертежа легко можно усмотреть, что линейный

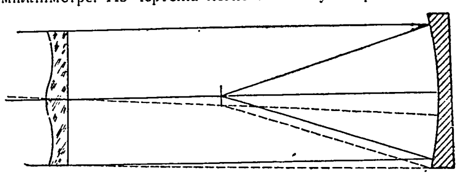


Рис. 1

диаметр невиньетированного поля определяется как разность радиусов сферического зеркала R_2 и деформированной пластины R_1:

$$2r_0=R_2-R_1.$$

В нашем случае, $R_2=222$ мм, $R_1=180$ мм и, стало быть, для $2r_0$ получаем величину 42 мм или в градусах 3.8.

Негатив покрывает площадь неба в 42 квадратных градуса.

Так как фокальная поверхность представляет собой сферу радиуса F, в качестве фотоматериала на данном телескопе употребляется пленка*

Отражательная поверхность зеркала покрыта алюминиевым слоем.

По исследованиям Ш Г. Горделадзе и Е. К. Харадзе [85], хроматическая аберрация камеры, вводимая деформированной пластиной, очень незначительна и при хорошей юстировке инструмента качество изображения звезды по всему негативу превосходно Камера монтирована на т. наз параллактической установке № 5, которая снабжена гиревым часовым механизмом и обеспечивает достаточно точное часовое движение инструмента.

§ 2. Подготовительная работа. Настоящее исследование первоначально ставило своей целью охватить наблюдениями все короткопериодические цефеиды до 13-й звездной величины в максимумах блеска. Мы выписали из Общего Каталога переменных звезд [86] около трехсот звезд, принадлежность которых к цефеидам была надежно установлена Для нахождения на негативах звезд, которые должны были быть фотографированы, возникла необходимость отождествить переменные на каких-либо фотографических картах неба. В качестве последних мы выбрали карты Франклин-Адамса потому, что, во-первых, они имеются полностью у нас в обсерватории; во-вторых, масштабы карты Франклин-Адамса и нашей камеры приблизительно одинаковы По карточным каталогам короткопериодических цефеид Государственного астрономического института им Штернберга мы приступили к собиранию карт окрестных звезд в разных источниках, где только они были опубликованы. Для некоторого количества звезд, попадающих в зоны астрографических каталогов «Карты неба», нам самим пришлось составлять их После этого мы приступили к отождествлению переменных на картах Франклин-Адамса. Этот процесс оказался довольно трудоемким и кропотливым из-за

* Обсерватория располагает специально изготовленной коррегирующей линзой типа линзы Шмидт Смита, которая, однако, пока еще не используется Но, можно ожидать, что при светосиле 1 : 1.74 линза породит значительную кому.

того, что конфигурация звезд на некоторых картах была сильно искажена. Тем не менее, мы сумели с полной уверенностью отметить на картах двести короткопериодических цефеид. В некотором количестве звезды из нашего списка остались неотождествленными из-за плохого качества исходных карт. После этого, на основе ОКПЗ мы составили именной каталог программных звезд со всеми необходимыми данными, куда систематически заносились всякие изменения и дополнения, заимствуемые из разных источников, поступающих в нашу обсерваторию.

§ 3. Методика наблюдений. Известно, что цефеиды меняют цвет по мере изменения блеска. В максимумах блеска они показывают более ранний спектральный тип и, следовательно, они горячее, чем в других фазах. Это в общем, затрудняет применение цефеид для задач, связанных с изучением космического поглощения света.

Все же, в случае долгопериодических цефеид, сравнительно легко можно найти выход из затруднения. Если предположить, что форма кривых изменения блеска долгопериодических цефеид не подвержена заметным изменениям в течение достаточно длинных промежутков времени, что действительно соблюдается для большинства звезд, можно их фотографировать произвольно и затем редуцировать полученные звездные величины к определенной фазе по стандартным кривым Паренаго и Кукаркина [87]. Такой методикой успешно пользуется Г. С. Бадалян в Бюраканской обсерватории [88]. Или же, руководствуясь теми же соображениями и вычисляя по каталогу моменты максимумов, можно фотографировать их в нужных фазах, как это делал в Абастуманской обсерватории М. А. Вашакидзе [67].

Однако, следует отметить, что периоды и световые кривые некоторых долгопериодических цефеид подвергаются значительным изменениям [89] и они требуют, особенно в некоторых случаях, осторожного обращения.

Изложенную методику определения показателей цвета долгопериодических цефеид нельзя распространить на короткопериодические цефеиды. Как известно, подавляющее большинство переменных этого типа отягчено эффектом Блажко. Во множестве случаев, изменения формы кривой блеска сопровождаются изменениями периодов и амплитуд, вследствие чего обращение к стандартным кривым для случая короткопериодических цефеид теряет смысл. С другой стороны, очевидно, что определяемые, с целью изучения покраснения, показатели цвета этих звезд должны относиться к одной и той же, совершенно определенной, фазе

Исследование спектров ярких короткопериодических цефеид показало, что в атмосферах этих звезд происходят, в основном, те же физические процессы, что и у долгопериодических цефеид. Но, для последних установлен очень любопытный факт. Определяя спектральные типы на основе двухмерной классификации 11 долгопериодических цефеид и привлекая определения Струве [90] для 7 звезд, Коде [91] обнаружил, что спектральный тип в максимуме блеска практически остается неизменным при переходе от звезд с наиболее короткими периодами к звездам с наиболее длинными периодами. А в минимумах блеска налицо тесная зависимость между спектральным типом и длиной периода.

Возникает вопрос—не наблюдается ли подобное явление для короткопериодических цефеид? В случае положительного ответа, кажется совершенно естественным, что определения показателей цветов должны относиться к максимумам блеска На этот вопрос могло бы пролить свет специальное исследование спектров данных звезд, как это делалось для

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

долгопериодических цефеид. К сожалению, такие попытки не предпринимались до последнего времени. Это в значительной степени обусловлено тем фактом, что короткопериодические цефеиды намного уступают долгопериодическим цефеидам по видимой величине. Только в конце 1953 года появилась работа Ивановской [92] о спектроскопических исследованиях 18 короткопериодических цефеид, в числе которых не все наблюдались в максимумах. Однако, рассмотрение существующих данных показало, что спектральные типы короткопериодических цефеид при максимумах блеска заключены, в основном, в пределах A0—A3, что, в целях нашей задачи, заставило нас определять их показатели цвета именно в этих фазах.

Поскольку нашей задачей является изучение избирательного поглощения света в Галактике в разных направлениях, то исследованию должно подвергнуться возможно большее количество звезд, но наблюдение каждой переменной, вошедшей в наш список, в течение всего периода изменения блеска повлекло бы крайне медленное накопление наблюдательного материала. Естественно, что по этой причине существенное значение имело для нас выяснение вопроса—с какой точностью возможно устанавливать моменты максимумов, предварительно, по известным элементам.

Мы выбрали из нашего списка несколько десятков звезд, более или менее надежно изученных, и собрали для них в Государственном астрономическом институте имени Штернберга все, когда-либо опубликованные наблюденные моменты максимумов. Тщательный анализ диаграммы «О—С» убедил нас, что элементам, данным в ОКПЗ, хорошо удовлетворяет очень небольшое количество звезд. Это объясняется тем, что, во-первых, как отмечалось, для короткопериодических цефеид характерен эффект Блажко и, во-вторых, в сороковых и пятидесятых годах нашего столетия наблюдений над этими звездами и уточнений их элементов производилось мало. При таких обстоятельствах нельзя было довольствоваться снимками переменных вблизи вычисленных моментов максимумов и мы оказались вынужденными фотографировать каждую звезду в течение ночи в нескольких фазах с таким расчетом, чтобы наблюдениями были охвачены и моменты максимумов.

Наблюдательный материал мы накапливали на анаберрационной камере Шмидта, подробное описание которой дается в работах [69, 85].

Для определения показателей цвета звезд мы воспользовались методикой, разработанной в Абастуманской обсерватории М. А. Вашакидзе и Е. К. Харадзе [93], принадлежащей к группе относительных способов и заключающейся в следующем. На одной и той же панхроматической пластинке, надлежащим перемещением кассеты, получаются два изображения звезды в синих и желтых лучах. М. А. Вашакидзе составил приведенным способом на той же камере системы Шмидта каталог показателей цветов внегалактических туманностей и долгопериодических цефеид. Достоинствами способа являются: проявление негативов с двумя изображениями в совершенно одинаковых условиях, быстрота фотометрической обработки негативов, экономное расходование фотоматериала и т. д. Основным его недостатком является то, что два изображения исследуемой звезды получаются не одновременно, а последовательно.

Перед тем, как приступить к планомерному накоплению наблюдательного материала, мы осуществили юстировку оптики инструмента и добились хороших изображений звезд по всему полю фокальной поверхности зеркала.

Проникающая сила нашего телескопа довольно велика. Даже при неблагоприятных атмосферных условиях, в Северном полярном ряде мы получали на пленке «изохром» (НИКФИ), чувствительностью 1800 по ХД, за 40 минут, звезды 17^m На этой же пленке, через светофильтры BG3 и GG11 за 5 минут обычно выходят звезды 12^m, вполне пригодные для фотометрии. Это дало нам возможность варьировать, для большинства программных звезд, продолжительность экспозиции в интервалах от 1 минуты до 7 минут. В весьма редких случаях мы выходили за эти пределы.

В начале работы должное внимание уделялось вопросу—как производить фотографирование: фокально или внефокально. Известно, что при внефокальных изображениях характеристическая кривая ложится более круто и звездные величины определяются точнее, чем при обычных снимках. Но экстрафокальные изображения звезд, полученные телескопом системы Шмидта, имеют вид тонких колец, и некоторые авторы считают их негодными для измерений [94]. С другой стороны, в случае фокальных снимков, в виду большой светосилы камеры, градация в звездных величинах незначительна. В результате обработки ряда снимков Северной полярной последовательности, полученных при разных удалениях кассеты от сферического зеркала, мы пришли к выводу, что наилучшие характеристические кривые получаются в том случае, если фотопластинку поместить на расстоянии 0.15 мм от фокуса. Перемещая кассету настолько с учетом, разумеется, температурных колебаний, мы на протяжении всей работы старались неизменно придерживаться этих условий. Следует отметить, что используемая система является короткофокусной и довольно чувствительной к температурным изменениям. Многолетний опыт показал, что при изменении внешней температуры на 8° положение фокуса смещается на одно деление барабана кассетной части, что соответствует 0.15 мм.

Наблюдения велись в ясные, безлунные ночи, при хороших атмосферных условиях Заранее вычислялись моменты максимумов и переменная снималась в 5—7 фазах таким образом, чтобы вычисленный момент максимума занимал в данном ряде наблюдений промежуточное положение. В зависимости от длины периода, промежутки между фазами брались от 10 минут до 1 часа. В каждой фазе фотографирование мы начинали в синих лучах, после чего, прерывая экспозицию и перемещая звезду на кресте нитей гида, перед кассетой мы прокладывали желтый фильтр и снова приступали к экспонированию данной звезды с такой же экспозицией. Продолжительность разрыва экспозиций, как правило, не превышала одной минуты. Совершенно ясно, что при произвольном перемещении звезды в окуляре гида, изображения переменной могут перекрыть другие звезды фона, во избежание чего мы предварительно устанавливали при отождествлении с картами Франклин-Адамса направление перемещения инструмента для каждой звезды нашего списка Продолжительность экспозиции для каждой звезды подбиралась с таким расчетом, чтобы при определении звездных величин в максимумах блеска можно было воспользоваться прямолинейной частью характеристической кривой. Наблюдения отдельных фаз в фильтрах для большинства исследуемых звезд занимали время от 7 до 11 минут. Учитывая это и принимая во внимание хорошую стабильность прозрачности атмосферы в течение ночи на горе Канобили, можно заведомо полагать, что влияние эффекта последовательных экспозиций на наши результаты практически не будет ощутимо. В свободные промежутки времени между фазами, в таких же условиях и с такой же экспозицией фотографи-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

ровался в качестве стандартных звезд Северный полярный ряд без гидирования.

Вследствие довольно точной установки телескопа по азимуту и по широте и хорошего хода часового механизма, изображения звезд на негативах полярной последовательности и других областей неба имеют вполне одинаковый характер.

Заимствованные из ОКПЗ элементы оказались к моменту настоящего исследования для некоторого количества звезд настолько грубыми, что даже при принятой схеме наблюдений, мы не всегда достигали цели в течение одной ночи.

В свободные промежутки времени кроме полюса фотографировались и другие программные звезды по принятой схеме.

§ 4. Светофильтры и фотоматериал. Как указывалось в предыдущем параграфе, фотографирование исследуемых звезд производилось через шоттовские светофильтры BG3 и GG11, свойства которых подробно описаны в работе Е. К. Харадзе [1].

Общая кратность используемых светофильтров BG3 и GG11 в комбинации с пленками с эмульсией «изохром» была определена М. А. Вашакидзе [67] способом трубчатого фотометра и оказалась 3.0 и 1.8, соответственно.

Мы не сочли нужным заняться специальным испытанием наших светофильтров, поскольку подобные исследования Е К Харадзе [1] и Т. А. Кочлашвили [54] показали, что фирменные данные Шотта не отличаются существенно от непосредственных измерений

Весь негативный материал мы получили на пленках с эмульсией «изохром» производства НИКФИ, полив которой в соответствии с нашими задачами происходил по особому, нашему же заказу. Наряду с высокой чувствительностью (1800 по ХД), светочувствительный слой этой эмульсии свободен от дефектов различного происхождения. Область сенсибилизации простирается до 650 $m\mu$. Ниже мы приводим кривую спектральной чувствительности нашей пленки Измерения любезно выполнила по нашей просьбе И. И. Брейдо в Государственном оптическом институте.

Как нам показал опыт, сенсибилизованные эмульсии сохраняют свои первоначальные характеристики в течение 5—6 месяцев со дня выпуска, после чего чувствительность сильно понижается и значительно возрастает вуаль. По этой причине мы были вынуждены вести фотографирование, по мере старения фотоматериала, на эмульсиях, политых в различное время. Но при этом, по заверениям заведующего пленочным цехом НИКФИ А И Дебердеева, неизменно соблюдались предъявляемые нами условия, относящиеся к качеству и характеристикам пленок.

Измерения контрольных звезд на негативах Полюса убедили нас, что цветовая система, при переходе от пленок одного полива к пленкам другого, не изменялась.

Таким образом, мы вправе считать наши наблюдения безупречными в смысле однородности фотоматериала

§ 5. Проявление. Для установления наилучших условий фотографической обработки фотопленок мы предварительно испытали несколько рецептов проявителя, предложенных в разных руководствах по фотографии. Обычно применяемый в Абастуманской обсерватории мето-

ло-гидрохиноновый проявитель* оказался неудовлетворительным для высокочувствительных пленок, вследствие заметного вуалирования последних. Это объясняется тем, что в состав этого проявителя метол входит в

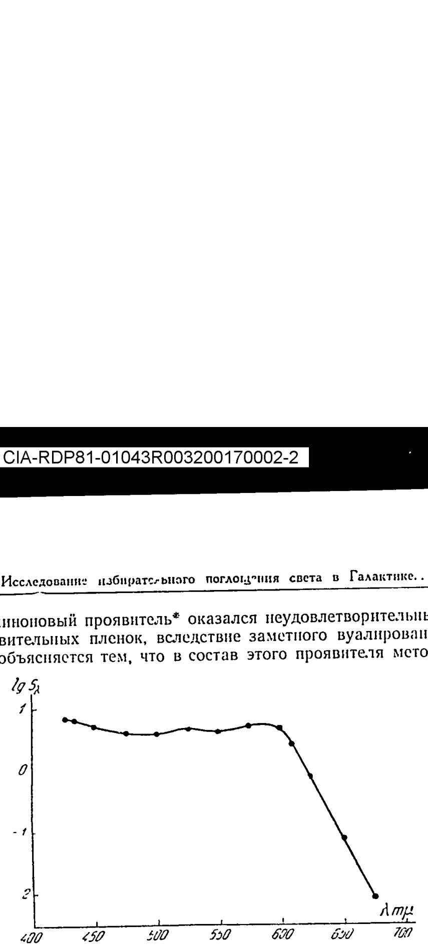


Рис. 2

большом количестве. После ряда проб мы остановились на быстродействующем проявителе Чибисова, в котором относительное содержание метола незначительно.

При приготовлении проявителя вещества растворялись в порядке, указанном в рецепте, после чего раствор дополнялся дистиллированной водой до 2 литров. Для замедления вуалирующего действия проявителя бромистый калий брался в два раза большем количестве, чем это требуется по обыкновенному рецепту.

Проявление пленок производилось следующим образом. В специальный металлический держатель закладывалось несколько пленок, после чего они одновременно погружались в бачок с проявителем Вращением держателя в бачке осуществлялось энергичное перемешивание раствора, что является существенным агентом при проявлении скрытого фотографического изображения. Пленки проявлялись в течение 6 минут при температуре +18°C, причем, постоянство температуры проявления контролировалось.

Фиксирующий раствор приготовлялся по рецепту

гипосульфит натрия	250 гр,
сульфит натрия, кристаллический	30 гр,
вода дистиллированная	1000 гр

К раствору добавлялось 25 см³ серной кислоты. После фиксирования негативы промывались в проточной воде около двух часов. Во избежание запыления фотографического слоя на негативах сушка пленок производилась в закрытом ящике.

§ 6. Фотометрические измерения негативов. К планомерному накоплению наблюдательного материала мы приступили с июля 1951 года и продолжали его до ноября 1955 г. За это время нам удалось пронаблюдать 134 короткопериодических цефеиды. Всего получено 1220 негативов, из которых 286 относятся к звездам Северополярной последовательности.

* Изготовляется по рецепту: гидрохинон 8 гр, метол 5 гр, сульфит натрия, кристалл. 50 гр, сода безводная 50 гр, бромистый калий 3 гр.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Точным фотометрическим измерениям материала предшествовали визуальные оценки блеска с целью отбора негативов с изображениями звезд в максимумах блеска.

Оказалось, что в этой фазе фотографировались только 102 короткопериодические цефеиды. Наблюденных моментов максимумов в данной работе мы не приводим, поскольку они уже опубликованы нами [95, 96].

Фотометрические измерения негативов производились на фотоэлектрическом нерегистрирующем микрофотометре МФ-2, схема которого представлена на рисунке 3.

В виду того, что микрофотометры данного типа в последнее время получили широкое распространение, мы не сочли нужным изложить здесь подробное описание оптической и механической части прибора и методики производства работы на нем, тем более что такое описание уже опубликовано в Бюллетенях Абастуманской астрофизической обсерватории (Р. А. Бартая, [97]).

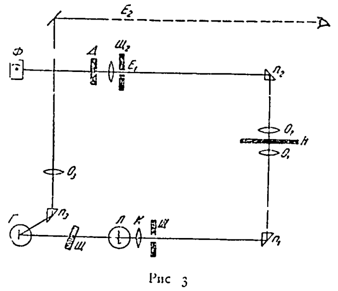


Рис 3

Перед тем, как приступить к измерениям, мы провели тщательную юстировку лампы микрофотометра, в результате чего добились однородной плотности блика. 12-вольтовая лампа L питается щелочными аккумуляторами, которые обеспечивают хорошую стабильность накала. При измерениях все время поддерживался накал лампы в 11 вольт. Для того, чтобы установилось постоянство режима горения лампы, измерения начинались через 20—30 минут после ее включения.

Фотометрируемая пленка закладывалась между двумя прозрачными фотографическими пластинками на столике прибора, после чего в поле зрения микрофотометра вводились изображения звезд.

Так как отклонения гальванометра пропорциональны световым потокам, падающим на фотоэлемент, то меру фотографического действия света звезд на эмульсию, так называемый «отсчет микрофотометра» E, вычисляют по формуле:

$$E = 1000\,\frac{n_* - n_0}{n_f - n_0},$$

где n_* есть отсчет гальванометра микрофотометра при наведении на звезду, n_f —при наведении на фон, n_0 —отсчет гальванометра при затемнении фотоэлемента. Коэффициент 1000 введен для удобства вычислений и обработки. При измерениях n_0 всегда приравнивается нулю перемещением шкалы гальванометра, благодаря чему для E получаем более простое выражение:

$$E = 1000\,\frac{n_*}{n_f}.$$

Для каждого изображения мы брали по два отсчета гальванометра и такое же количество—при наводке на фон около звезды. Средние арифметические из отсчетов на звезду n_* и на фон n_f служили для вычисления величины E.

Известно, что крутизна характеристической кривой в некоторой степени зависит от размера применяемой при измерениях диафрагмы. Так, например, если площадь блика значительно превышает размер наибольшего из измеряемых изображений звезд, то характеристическая кривая ложится более полого и, стало-быть, точность определений звездных величин снижается. Перед началом измерений мы испытали ряд диафрагм различных диаметров для установления оптимального размера блика. После анализа характеристических кривых, полученных с разными диафрагмами одного и того же негатива Полюса, мы остановились на диафрагмах, имеющих диаметры 2.0 и 2.5 мм, т. е. № 1 и № 2, соответственно, в наших обозначениях. 90% измерительной работы было выполнено с диафрагмой № 1. Лишь при измерении изображений ярких переменных приходилось прибегать к диафрагме № 2.

§ 7. **Построение характеристических кривых и вывод показателей цвета.** Как отмечалось выше, в качестве стандартных звезд для построения характеристических кривых нам служили звезды Полярной области.

Негативы Полюса и переменной, полученные на пленках из одной и той же коробки, экспонировались, проявлялись и фотометрически обрабатывались в совершенно одинаковых условиях.

Так как короткопериодические цефеиды в максимумах блеска принадлежат спектральному типу А, при построении редукционных кривых мы ограничились в полярном ряде, в основном, звездами, показатели цвета которых не больше 0.5 звездной величины. В весьма редких случаях использовались звезды №№ 21, 22, 23 и 24. По неизвестным нам причинам, звезда №17 систематически выпадала из кривой, вследствие чего в большинстве случаев она не измерялась. Количество звезд, участвовавших в построении редукционной кривой, в каждом отдельном случае определялось звездной величиной переменной в максимуме блеска.

Значения фотографических и фотовизуальных величин звезд последовательности №№ 8—24, были взяты из работы Сирса и Джойнер [98]. Эта работа содержит результаты новой ревизии цветовых показателей звезд Северной полярной последовательности.

Масштаб кривой был: 0.2 звездной величины (по оси абсцисс) и E=40 единиц (по оси ординат) на один сантиметр.

Приведем для примера одну из характеристических кривых, построенных по звездам Полюса (негатив № 2179), которую можно рассмотреть как типичную (Рис. 4).

Как видим, рассеяние точек незначительно и звездные величины в прямолинейном участке характеристических кривых определяются вполне уверенно.

Располагая редукционными кривыми вышеприведенного вида для исследуемых звезд, легко можно переводить отсчеты микрофотометра E в звездные величины. Полученные таким образом звездные величины

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

обычно исправляют за ошибку поля камеры и за атмосферное ослабление света. В данном случае ошибки, обусловленные хроматической и сферической абберацией, а также внеосевыми аберрациями отсутствуют. Остается только влияние эффекта виньетирования.

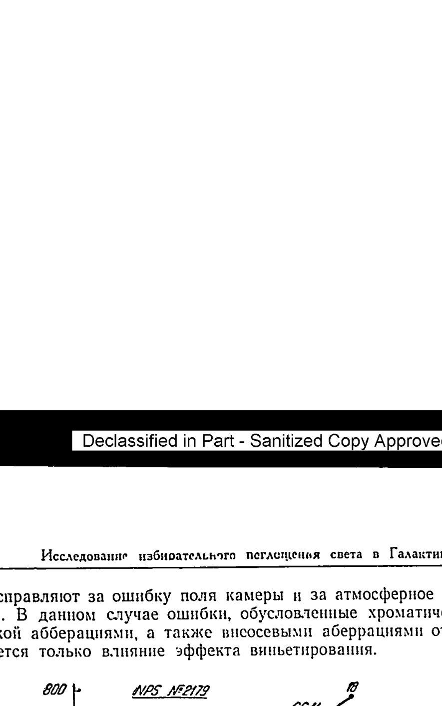


Рис 4

По исследованиям М. А. Башакидзе [67], потери света, в результате виньетирования поля камеры от центра на расстоянии 2°20′, не превышают 0.01 звездной величины. Так как фотографированию и фотометрированию подвергались единичные переменные, нам ни разу не пришлось выходить при фотографировании переменной за пределы двух градусов. Все используемые звезды Северной полярной последовательности, при масштабе нашей камеры, также попадают в невиньетированное поле. Таким образом, выведенные нами ряды звездных величин не отягощены ошибками поля камеры.

Хорошо установлено, что земная атмосфера обладает свойствами избирательного ослабления света, причем, ослабление тем больше, чем меньше длина волны света. Очень часто для того, чтобы автоматически исключить эффект ослабления света, исследуемую и стандартную площадки фотографируют на равных зенитных расстояниях. Разумеется, что в случае переменных звезд, когда подобно нашим задачам ставится целью количественная оценка их блеска в определенных фазах, условие равных зенитных расстояний никак не может соблюдаться.

Поэтому мы решили редуцировать наблюдаемые нами видимые звездные величины к зенитному расстоянию Полюса. Если обозначить

через m_z и m_0 звездные величины переменной на зенитном расстоянии z и в зените, соответственно, то основная формула принимает вид:

$$m_z - m_0 = -\frac{lgP(\lambda)}{0.4}[F(z) - 1], \qquad (1)$$

$F(Z)$—оптическая длина пути луча звезды в земной атмосфере, а $P(\lambda)$ коэффициент прозрачности. Допустим теперь, что m_{z1} и m_{z2} равны видимым звездным величинам на двух различных зенитных расстояниях Z_1 и Z_2. Тогда получаем формулу:

$$\Delta m = m_{z1} - m_{z2} = -\frac{lgP(\lambda)}{0.4}[F(z_1) - F(Z_2)], \qquad (2)$$

которая и служила для учета поправки за разность зенитных расстояний наблюдаемой звезды и Северного полюса.

Значение коэффициента прозрачности $P(\lambda)$, входящего в эту формулу, зависит, как известно, от высоты места над уровнем моря и от метеорологических условий. Поэтому $P(\lambda)$ меняется не только с переходом от одного места наблюдения к другому, но может меняться даже в течение нескольких часов для одного и того же пункта

В связи с этим фактом, при фотографических наблюдениях очень важно определять коэффициент прозрачности для каждого пункта наблюдения. Для точной редукции необходимо определять $P(\lambda)$ для каждой ночи наблюдения, но это требует серии вспомогательных наблюдений и связано с практическими трудностями, в виду чего астрономы, обычно, пользуются средним значением коэффициента прозрачности

Как показали специальные исследования, связанные с электрофотометрией звезд и актинометрическими наблюдениями, коэффициент $P(\lambda)$ на горе Канобили претерпевает небольшие сезонные изменения. Это хорошо видно из таблицы, заимствованной из работы Т. Г. Мегрелишвили [99]. Данные относятся к электрофотометрическим измерениям $P(\lambda)$ с применением светофильтров BG3 и GG11.

	1942		1943		1944		1945	
	BG 3	GG 11	BG 3	GG 11	BG 3	GG 11	BG 3	GG 11
Весна	0.74	0.85	0.62	0.83	0.70	0.84	0.66	0.82
Лето	0.64	0.83	0.65	0.80	0.60	0.83	—	—
Осень	0.67	0.83	0.68	0.84	0.69	0.84	0.70	0.85
Зима	—	—	0.69	0.85	0.67	0.83	—	—
Среднее за год .	0.68	0.84	0.66	0.83	0.68	0.84	0.68	0.84

Предприняв специальные фотографические наблюдения на анаберрационной камере системы Шмидта с целью определения среднего значения $P(\lambda)$ для длин волн $\lambda\lambda$ 4060 и 5400 в комбинации с фильтрами BG3 и GG11, Н. Б. Каландадзе [100] получила значения, весьма близкие к соответствующим известным значениям Аббота. Это дало нам основание пользоваться абботовскими коэффициентами $P(\lambda)$ которые в случае $\lambda\lambda$ 4090 и 5600, равны 0.74 и 0.89 Имея в виду, что исследование

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

обычно исправляют за ошибку поля камеры и за атмосферное ослабление света. В данном случае ошибки, обусловленные хроматической и сферической абберациями, а также внеосевыми аберрациями отсутствуют. Остается только влияние эффекта виньетирования.

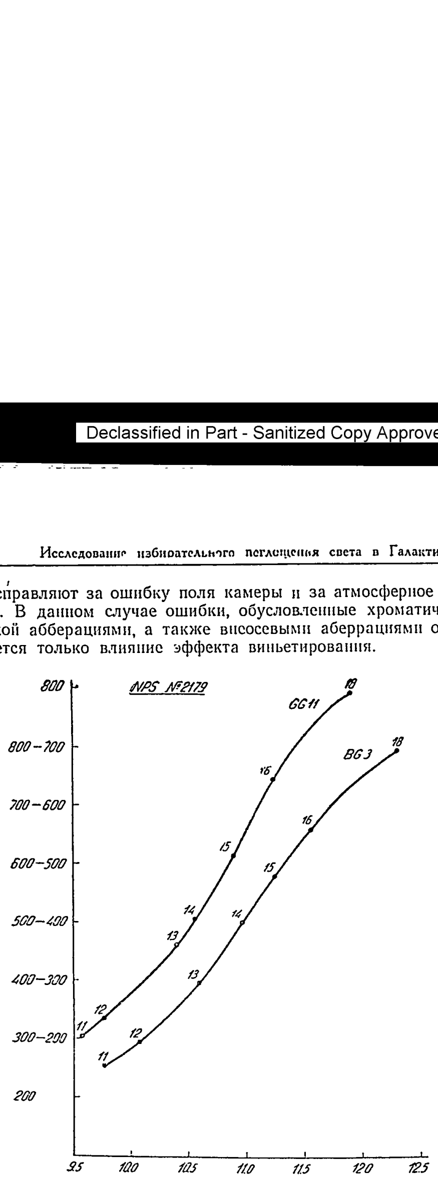


Рис 4

По исследованиям М. А. Вашакидзе [67], потери света, в результате виньетирования поля камеры от центра на расстоянии 2°20′, не превышают 0.01 звездной величины. Так как фотографированию и фотометрированию подвергались единичные переменные, нам ни разу не пришлось выходить при фотографировании переменной за пределы двух градусов. Все используемые звезды Северной полярной последовательности, при масштабе нашей камеры, также попадают в невиньетированное поле. Таким образом, выведенные нами ряды звездных величин не отягощены ошибками поля камеры.

Хорошо установлено, что земная атмосфера обладает свойствами избирательного ослабления света, причем, ослабление тем больше, чем меньше длина волны света. Очень часто для того, чтобы автоматически исключить эффект ослабления света, исследуемую и стандартную площадки фотографируют на равных зенитных расстояниях. Разумеется, что в случае переменных звезд, когда подобно нашим задачам ставится целью количественная оценка их блеска в определенных фазах, условие равных зенитных расстояний никак не может соблюдаться.

Поэтому мы решили редуцировать наблюдаемые нами видимые звездные величины к зенитному расстоянию Полюса. Если обозначить

через m_z и m_0 звездные величины переменной на зенитном расстоянии z и в зените, соответственно, то основная формула принимает вид:

$$m_z - m_0 = -\frac{lgP(\lambda)}{0.4}[F(z)-1], \qquad (1)$$

$F(Z)$—оптическая длина пути луча звезды в земной атмосфере, а $P(\lambda)$ коэффициент прозрачности. Допустим теперь, что m_{z_1} и m_{z_2} равны видимым звездным величинам на двух различных зенитных расстояниях Z_1 и Z_2. Тогда получаем формулу:

$$\Delta m = m_{z_1} - m_{z_2} = -\frac{lgP(\lambda)}{0.4}[F(z_1)-F(Z_2)], \qquad (2)$$

которая и служила для учета поправки за разность зенитных расстояний наблюдаемой звезды и Северного полюса.

Значение коэффициента прозрачности $P(\lambda)$, входящего в эту формулу, зависит, как известно, от высоты места над уровнем моря и от метеорологических условий. Поэтому $P(\lambda)$ меняется не только с переходом от одного места наблюдения к другому, но может меняться даже в течение нескольких часов для одного и того же пункта.

В связи с этим фактом, при фотографических наблюдениях очень важно определять коэффициент прозрачности для каждого пункта наблюдения. Для точной редукции необходимо определять $P(\lambda)$ для каждой ночи наблюдения, но это требует серии вспомогательных наблюдений и связано с практическими трудностями, в виду чего астрономы, обычно, пользуются средним значением коэффициента прозрачности

Как показали специальные исследования, связанные с электрофотометрией звезд и актинометрическими наблюдениями, коэффициент $P(\lambda)$ на горе Канобили претерпевает небольшие сезонные изменения. Это хорошо видно из таблицы, заимствованной из работы Т. Г. Мегрелишвили [99]. Данные относятся к электрофотометрическим измерениям $P(\lambda)$ с применением светофильтров BG3 и GG11.

	1942		1943		1944		1945	
	BG 3	GG 11	BG 3	GG 11	BG 3	GG 11	BG 3	GG 11
Весна	0.74	0.85	0.62	0.83	0.70	0 84	0 66	0.82
Лето	0.64	0 83	0.65	0.80	0 60	0.83	—	—
Осень	0.67	0.83	0.68	0 84	0.69	0.84	0.70	0.85
Зима	—	—	0 69	0.85	0 67	0.83	—	—
Среднее за год .	0.68	0.84	0.66	0.83	0.68	0.84	0.68	0.84

Предприняв специальные фотографические наблюдения на анаберрационной камере системы Шмидта с целью определения среднего значения $P(\lambda)$ для длин волн $\lambda\lambda$ 4060 и 5400 в комбинации с фильтрами BG3 и GG11, Н. Б. Каландадзе [100] получила значения, весьма близкие к соответствующим известным значениям Аббота. Это дало нам основание пользоваться абботовскими коэффициентами $P(\lambda)$ которые в случае $\lambda\lambda$ 4090 и 5600, равны 0.74 и 0.89. Имея в виду, что исследование

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Аббота, выполненное при помощи спектроболометра, является наиболее обширным и однородным по методике наблюдений и. что высота над уровнем моря Канобили близка к высоте горы Вильсон, мы сочли возможным обратиться при наших определениях эффективных длинах волн к определениям Аббота.

В общем, привлечение многих определений $P(\lambda)$ относительно длин волн 406 и 560 $m\mu$ убедило нас, что, несмотря на значительные разногласия результатов у отдельных авторов, разности коэффициентов для упомянутых двух длин волн, участвующих в определениях показателен цвета, получаются довольно близкими друг к другу.

Подставляя в формулу (2) для фотографических и фотовизуальных лучей принятые значения коэффициента прозрачности, получим:

$$\Delta m_{pg} = 0.328[F(z_1) - F(z_2)] \text{ и}$$

$$\Delta m_{pv} = 0.128[F(z_1) - F(z_2)].$$

Отсюда $$\Delta m = \Delta m_{pg} - \Delta m_{pv} = 0.20\ [F(z_1) - F(z_2)]$$

Считая Z_1 зенитным расстоянием Полюса и беря значение функции $F(Z)$ из таблицы Бемпорада, имеем окончательно.

$$\Delta m = 0.30 - 0.20\ F(z).$$

По этой формуле редуцировались показатели цвета исследуемых звезд к зенитному расстоянию Полюса. Значения $F(Z)$ брались из тех же таблиц Бемпорада по аргументу Z.

Для подавляющего большинства обработанных снимков зенитное расстояние не превышает 50 градусов Только в двадцати случаях оно находится в пределах 50 и 60 градусов. Поэтому поправки за разность в зенитных расстояниях невелики

Итак, характеристические кривые мы строили отдельно для фотографических и фотовизуальных звездных величин, и показатели цвета выводились, как их разности. Конечно, при двойных изображениях звезд можно было не задаваться определением отдельных рядов звездных величин, а построив редукционные кривые $(CI, \Delta E)$, выводить непосредственно показатели цвета, но мы пошли по первому пути, исходя из определенных соображений.

Точность одного определения показателя цвета мы характеризуем средней квадратической ошибкой:

$$\sigma = \pm \sqrt{\frac{[\eta\eta]}{n-1}},$$

где η есть разность между средним из нескольких значений величины одной звезды и данным значением, а n число определений. Эта формула наилучшим образом отражает большие отклонения измеряемой величины от среднего значения. Используя несколько определений показателей цвета одних и тех же звезд: *TW Her*, *AA Aql*, *U Tri*, *VV Peg* и *Y Lyr* для η, мы получили значение $\pm 0^m.05$.

§ 8. Связь между нашей и интернациональной системами показателей цвета. По существу дела, для исследования избирательного поглощения света звезд в межзвездном пространстве нет необходимости в приведении данного ряда показателей цвета к интернациональной системе. Покраснение можно исследовать и в собственной системе цветов. Однако, такие определения по разным причинам, которые не будем здесь перечислять, могут таить в себе ощутимые систематические ошибки, в виду чего приходится искать соотношения с другими каталогами и, в первую очередь, с интернациональной системой.

Как известно, зависимость между двумя какими-либо каталогами показателей цвета можно представить уравнением вида:

$$CI_1 = a + bm + cCI_2, \qquad (1)$$

где a—поправка за нуль-пункт, b—за блеск звезды и c—за цвет звезды. Иногда, в случае невозможности применения простейшего линейного соотношения, в формулу (1) включают квадратный член. Уменьшению значений коэффициентов a и b может способствовать до некоторой степени построение характеристических кривых по отдельным спектральным классам. Поэтому было бы целесообразно, соответственно нашим задачам для определения показателей цвета короткопериодических цефеид, воспользоваться только звездами A из Полярного ряда. Но в таком случае, из-за отсутствия в Полюсе в достаточном количестве звезд упомянутых типов до 13 звездной величины, невозможно уверенно строить характеристические кривые. Впрочем, в нашем случае, вследствие отсутствия аберрации в камере, звезды различных спектральных типов не образуют отдельных ветвей на кривой.

Для вывода редукционной формулы для перехода от нашей системы к системе интернациональных показателей цвета, мы не предпринимали специального фотографирования стандартных площадок, а воспользовались нашими же многочисленными снимками Северной полярной последовательности. На негативах Полюса, в поле, свободном от виньетирования, попадают 12 звезд спектрального типа A, имеющих весьма точные фотографические и фотовизуальные величины в каталоге Сирса и его сотрудников [101].

Может возникнуть вопрос. не мало ли 12 звезд для нахождения соотношения между двумя каталогами?

Это было бы действительно так, если наши определения показателей цвета относились к звездам всех спектральных типов. Но, так как переменные типа *RR* Лиры в максимумах блеска не выходят за пределы спектрального класса A, то и 12 звезд могут довольно надежно характеризовать связь нашей системы с интернациональной системой. Тем более, что эти звезды фотографировались, проявлялись и измерялись в условиях, совершенно тождественных с условиями звезд Северной полярной последовательности. Отметим, что сравнение каталогов, основанных на малом количестве звезд ограниченных спектральных типов, не является редким явлением в астрономической практике (см., например, [24, 30, 48]).

Итак, определяя показатели цвета 12 звезд класса A, мы получили соотношение, выраженное графически на рис 5.

Простые сопоставления цветов показывают, что их разности, в смысле «наши значения—значения Сирса», не обнаруживают хода в зависимости от спектрального типа и яркости звезд.

Решение 12 условных уравнений вида (1) способом наименьших квадратов дало:

$$CI_{int} = -0.029 - 0.006(10.0 - m) + 0.909\ CI_{knb}.$$

Последним мы пользовались в качестве редукционной формулы для приведения наших показателей цвета к системе Сирса Коэффициент при m получился совсем небольшим Средняя разность между показателями цвета в двух системах составляет $+0.^m05$.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

§ 9. Эффективные длины волн. Для исследования общего поглощения света звезд в межзвездном пространстве, обусловленного избирательно-поглощающей материей, становится нужным охарактеризовать данную цветовую систему некоторой определенной осредненной длиной волны. Очень часто в колориметрических работах используется в качестве таковой эффективная длина волны, которая определяется как среднее весовое значение λ с весом $B(\lambda)\Phi(\lambda)$.

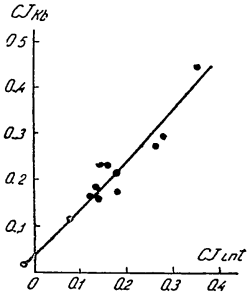


Рис. 5

То-есть,

$$\lambda_{эфф} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda B(\lambda)\,\Phi(\lambda)\,d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda)\,\Phi(\lambda)\,d\lambda}, \tag{1}$$

где $B(\lambda)$ есть распределение энергии по спектру звезды, а $\Phi(\lambda)$—комбинированный коэффициент прозрачности земной атмосферы, оптической части применяемого инструмента, светофильтра и спектральной чувствительности слоя эмульсии.

Так как под знак интеграла входит функция $B(\lambda)$—различная для звезд различных спектральных типов, то и эффективная длина волны изменяется по мере перехода от одного спектрального типа к другому. Тем не менее, некоторые авторы за эффективную длину волны принимают величину, включающую только функцию $\Phi(\lambda)$. Она получается следующим образом.

Если придерживаться вышепринятых обозначений, то для интегрального блеска звезды, доходящего до наблюдателя, получаем выражение:

$$I = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda)\,\Phi(\lambda)\,d\lambda. \tag{2}$$

Разлагая функции $B(\lambda)$ в ряд около точки λ_0 и пренебрегая членами выше первого порядка, получаем:

$$J = B(\lambda_0)\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\Phi(\lambda)\,d\lambda + \int_{\lambda_1}^{\lambda_2}(\lambda-\lambda_0)B^1(\lambda_0)\,\Phi(\lambda)\,d\lambda. \tag{3}$$

Выберем теперь λ_0 так, чтобы

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}(\lambda-\lambda_0)B^1(\lambda_0)\Phi(\lambda)d\lambda = 0,$$

то есть,

$$\lambda_0 = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\lambda\,\Phi(\lambda)d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\Phi(\lambda)d\lambda} \tag{4}$$

Тогда будем иметь:

$$J = B(\lambda_0)\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\Phi(\lambda)d\lambda. \tag{5}$$

Длина волны λ_0, при которой интегральные звездные величины делаются эквивалентными монохроматическим величинам, именно и фигурирует у некоторых авторов, как эффективная длина волны. Например, Кинг [102], возражая против употребления понятия «эффективной длины волны» для выражения (1), в то же время считает λ_0 как первое приближение к ней.

Заметим, что, хотя встречаются многообразные осреднения длин волн, отличающиеся друг от друга по характеру взвешивания, их применение преследует одну и ту же цель: свести действие на светоприемники участка спектра, ограниченного длинами волн λ_1, λ_2, к действию определенной длины волны λ из того же спектрального участка.

Если допустить, что избирательное ослабление света в межзвездном пространстве происходит по закону λ^{-1} (что, можно сказать, в видимом участке спектра соблюдается с достаточным приближением), то целесообразно пользоваться иным видом осредненной длины волны, выводом которого и займемся мы сейчас.

Монохроматический поток света, при прохождении в поглощающей среде расстояния r, испытывает ослабление согласно закону:

$$B(\lambda) = B_0(\lambda)e^{-\frac{ar}{\lambda}} \tag{6}$$

или в звездных величинах:

$$\Delta m = \frac{a^1 r}{\lambda}, \tag{7}$$

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

где $a^1 = 1.086a$.

Но, так как

$$B = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi(\lambda) B(\lambda) e^{-\frac{ar}{\lambda}} d\lambda \qquad \text{и}$$

$$B_0 = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi(\lambda) B(\lambda) \, d\lambda,$$

мы имеем:

$$B = B_0 \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda) \Phi(\lambda) e^{-\frac{ar}{\lambda}} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda) \Phi(\lambda) \, d\lambda}. \tag{8}$$

Для того, чтобы условие (6) или (7) выполнялось строго, нужно было бы осредненную длину волны выбрать так, чтобы имело место равенство:

$$e^{-\frac{ar}{\lambda_m}} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda) \Phi(\lambda) e^{-\frac{ar}{\lambda}} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda) \Phi(\lambda) \, d\lambda}, \tag{9}$$

Разлагая экспоненциальные члены в ряд и пренебрегая членами выше первого порядка, из (9) получаем:

$$\lambda_m = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda) \Phi(\lambda) \, d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{1}{\lambda} B(\lambda) \Phi(\lambda) d\lambda}. \tag{10}$$

Последнее также назовем эффективной длиной волны. Как видим, она соответствует «центру тяжести» кривой $\frac{1}{\lambda} B(\lambda) \Phi(\lambda)$

Зная избирательные свойства коррекционной пластины сферического зеркала, применяемых светофильтров и фотографического материала, нетрудно получить $\lambda_{эфф}$ путем численного интегрирования. Ввиду затруднений чисто технического характера, спектральная чувствительность используемых нами пленок для более коротковолновой радиации, чем 425 $m\mu$, осталась неисследованной. У нас отсутствовали также точные данные относительно коррекционной пластины камеры Шмидта. Эти обстоятельства принудили нас отказаться от лабораторного определения $\lambda_{эфф}$ и обратиться к спектрам звезд, получаемым при помощи той же камеры в рабочих условиях. В качестве диспергирующей системы применялась объективная призма с преломляющим углом 5.5 градуса, установленная перед коррекционной пластиной камеры. Разумеется, с использованием объективной призмы связано неизбежное введение дополнительной оптической среды, ввиду чего условия получения спектров немного отличаются от тех условий, при которых производилось накопление основного наблюдательного материала. Но так как преломляющий угол призмы небольшой, нам представляется, что влияние на эффективную длину волны со стороны призмы не должно быть значительным. Дисперсия спектра равна:

1700 A°	мм	около	5600 A°,
1250	„	„	Hβ.
700	„	„	Hγ,
550	„	„	Hδ.
500	„	„	Hε,

Выбирая фотографируемые звезды, мы отдавали себе отчет в том, что короткопериодические цефеиды являются физическими переменными, и для определения эффективной длины волны было бы целесообразно воспользоваться именно этими звездами. Но, к сожалению, они оказались для нашей аппаратуры слишком слабыми, чтобы получить их спектры даже в моменты максимума блеска. Поэтому, через светофильтры BG3 и GG11 на пленке «изохром» фотографировались яркие звезды спектрального класса A0: αCMa и γ *Gem*, для которых влиянием эффекта межзвездного покраснения света можно пренебрегать.

Поскольку спектр растягивался по склонению, то расширение спектра достигалось в направлении прямого восхождения путем выключения часового механизма.

Для стандартизации негативов, на пленке из той же коробки, с такой же экспозицией, как для звезд, отпечатывались шкалки при помощи трехпризменного стеклянного спектрографа ИСП-51. Перед щелью коллиматора ставилась диафрагма с девятиступенчатым ослаблением. Питание осуществлялось электрическим светом, подаваемым лампой накаливания, питаемой щелочными аккумуляторами, обеспечивающими хорошую стабильность накала.

Полученные таким образом шкалки проявлялись при принятых нами стандартных условиях одновременно со спектрами звезд.

Негативы измерялись на том же фотоэлектрическом нерегистрирующем микрофотометре МФ-2. По всей длине спектра были выбраны для измерения 30 точек, перекрывающих почти всю видимую часть спектра от 3775 Å до 6400 Å, причем точки брались, по-возможности, через одинаковые интервалы по длине волны. В связи с тем, что используемые спектры являются призматическими, в фотографическом участке пришлось сократить ширину интервалов в два раза по сравнению с фотовизуальной частью спектра.

Определение длин волн, соответствующих измеренным точкам в фотовизуальной области спектра, вследствие слишком малой дисперсии последней, оказалось довольно затруднительным и потребовало неоднократного измерения снимков. Тем не менее, нам кажется, что эффективная длина волны в комбинации со светофильтром GG11 в нашем случае определяется не вполне надежно.

Зная линейную дисперсию в данном участке спектра, мы приводили получаемые интенсивности для каждой точки к одному ангстрему, после чего численным способом вычисляли эффективные длины волн.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Вычисления по формуле (1) дали следующие значения:

$$\lambda^{pg}_{эфф}=406\ m\mu;\ \lambda^{pv}_{эфф}=562\ m\mu;$$

а по формуле (10):

$$\lambda^{pg}_{эфф}=406\ m\mu;\ \lambda^{pv}_{эфф}=560\ m\mu.$$

Как видим, они почти в точности совпадают. За окончательные значения мы взяли

$$\lambda^{pg}_{эфф}=406\ m\mu;\ \lambda^{pv}_{эфф}=560\ m\mu.$$

Для сравнения мы приводим здесь значения эффективных длин волн в системе М. А. Вашакидзе, который пользовался теми же светофильтрами и инструментом:

$$\lambda^{pg}_{эфф}=407\ m\mu;\ \lambda^{pv}_{эфф}=504\ m\mu.$$

Хотя, в нашем случае, как мы отмечали, $\lambda^{pv}_{эфф}$ определяются не надежно, все же столь заметную разницу между нашей $\lambda_{эфф}$ и значением М. А. Вашакидзе мы склонны приписать тому факту, что последний пользовался другим сортом эмульсии.

Близкое совпадение эффективных длин волн в фотографической области спектра обязано применению фильтра BG3, который уравнивает $\lambda^{p_g}_{эфф}$ для разных сортов фотоматериала. Этот факт был констатирован также Е. К. Харадзе [1].

Глава III

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗБИРАТЕЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В ГАЛАКТИКЕ НА ОСНОВЕ ИЗБЫТКОВ ЦВЕТА КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИХ ЦЕФЕИД

§ 1. Каталог показателей цвета. В настоящем параграфе приводится каталог показателей цвета 102 короткопериодических цефеид. В первом столбце таблицы дается порядковый номер звезды. Во втором столбце—названия цефеид. В двух следующих столбцах даны галактические координаты звезд, вычисленные с помощью таблицы Ольсона. В пятом столбце приводятся медианные фотографические величины, взятые из ОКПЗ. В случаях, когда фотографические величины в последнем каталоге отсутствовали, визуальные величины мы переводили в фотографические путем прибавления наших показателей цвета. В 6-ом столбце даются периоды изменения блеска в сутках. Эта величина заимствована из ОКПЗ. В следующем столбце даны спектральные типы также из ОКПЗ. Звездочки означают, что данные взяты из работы П. П. Паренаго [103]. Восьмой столбец содержит показатели цвета, определенные нами в максимумах блеска и приведенные к международной системе.

§ 2. Нормальный показатель цвета. Исследование космического поглощения света по методу цветовых избытков звезд требует знания истинных цветов исследуемых звезд. Точность избытков цвета полностью определяется точностью принятых нормальных цветов. Поэтому понятны те предосторожности, с которыми подходят астрономы к выводу нормальных цветов.

Каталог

№ п/п	Названия звезд		l	b	m	P	Sp	CI	CE	r	z	CE/100пс
1	SW	And	34.4	−32.9	9.8	0.44	A3—F8	+0.01	0.29	400	220	0.07
2	AT	And	78.0	−18.0	11.2	0.62		+0.10	0.38	690	220	0.07
3	SW	Aqr	19.5	−32.7	11.5	0.46	A3	+0.19	0.47	600	320	0.08
4	SX	Aqr	26.2	−35.2	11.5	0.54	A2	−0.25	0.03	1660	960	0.00
5	TZ	Aqr	21.8	−45.6	12.0	0.57		−0.09	0.09	1440	1030	0.01
6	YZ	Aqr	17.4	−51.0	11.7	0.55		−0.18	0.10	1510	1170	0.00
7	BR	Aqr	45.8	−66.0	11.6	0.48		+0.36	0.64	420	380	0.05
8	CP	Aqr	17.2	−32.6	12.7	0.46		+0.41	0.69	600	320	0.12
9	CY	Aqr	38.2	−47.9	11.0	0.06	A1—A9	−0.03	0.25	760	560	0.03
10	AA	Aql	11.0	−26.4	11.4	0.36		−0.11	0.17	1100	490	0.02
11	V341	Aql	13.7	−23.5	10.9	0.58		+0.18	0.46	460	180	0.10
12	RV	Ari	118.2	−39.5	12.2	0.09		+0.48	0.76	420	270	0.18
13	TZ	Aur	144.2	+22.2	11.2	0.39	A2—F3*	−0.14	0.14	1100	410	0.01
14	RS	Boo	16.8	+66.0	10.6	0.38	A3—F4*	−0.14	0.14	830	760	0.02
15	ST	Boo	23.9	+54.0	11.0	0.62		+0.03	0.31	690	560	0.04
16	TV	Boo	44.4	+66.1	10.7	0.31	B9	−0.49	−0.17	1190	1050	0.00
17	TW	Boo	36.7	+69.9	10.8	0.53		−0.29	−0.01	1200	1060	0.00
18	UU	Boo	22.8	+56.8	12.0	0.46		−0.26	0.02	2090	1750	0.00
19	RZ	Cam	115.3	+24.1	12.6	0.48		−0.02	0.26	1590	650	0.02
20	TY	Cam	117.2	+16.4	13.2	0.67		+0.08	0.36	1660	470	0.02
21	SS	Cnc	166.6	−27.7	12.0	0.37		−0.25	0.03	2090	970	0.00
22	TT	Cnc	180.0	+29.9	11.2	0.56	A2—Fo*	−0.08	0.20	1100	550	0.02
23	W	CVn	36.3	+70.0	10.4	0.55	A6—F6	−0.15	0.13	790	740	0.02
24	RR	CVn	104.2	+82.0	12.0	0.56		−0.53	−0.25	2080	2060	0.00
25	RU	CVn	18.8	+73.2	11.8	0.57		−0.25	0.03	1820	1740	0.00
26	RZ	CVn	25.4	+76.0	11.4	0.57		−0.19	0.09	1820	1740	0.00
27	SS	CVn	47.2	+71.9	11.8	0.48		−0.15	0.13	1140	1370	0.01
28	HU	Cas	93.4	−5.3	12.6	0.41		+0.40	0.68	600	60	0.11
29	RZ	CeP	77.0	−5.5	9.9	0.31	Ao—A3*	+0.37	0.65	190	18	0.34
30	AQ	CeP	94.0	+29.0	12.3	0.65		+0.09	0.38	1050	510	0.04
31	RR	Cet	113.3	−59.0	9.7	0.55	A5—Fo*	−0.17	0.11	600	510	0.02
32	RX	Cet	76.4	+77.7	11.4	0.57	A5—Fo*	−0.17	0.11	1320	1290	0.01
33	RZ	Cet	146.9	+58.8	11.7	0.51	A3—A7*	+0.02	0.30	960	820	0.03
34	S	Com	187.5	+87.2	11.3	0.59		−0.24	0.04	1440	1440	0.00
35	RY	Com	318.9	+83.8	11.9	0.47	A3—F2	−0.24	0.04	1900	1890	0.00
36	ST	Com	320.1	+80.0	11.4	0.60		−0.22	0.06	1440	1420	0.00
37	RV	CrB	16.0	+43.3	11.5	0.33		−0.06	0.22	1050	720	0.02
38	UY	Cyg	42.5	−10.5	10.9	0.56		−0.02	0.26	720	130	0.04
39	XX	Cyg	59.8	+14.0	12.1	0.13		−0.03	0.25	1260	300	0.02
40	XZ	Cyg	55.5	+16.4	9.7	0.47	Ao—A8	+0.15	0.43	290	80	0.15
41	DM	Cyg	47.4	−13.2	11.7	0.42		+0.36	0.64	440	100	0.15
42	CK	Del	22.1	−16.0	12.4	0.42		−0.05	0.23	1580	440	0.02
43	DX	Del	26.5	−20.1	9.8	0.47		+0.06	0.34	365	125	0.09
44	RW	Dra	53.9	+40.0	11.5	0.44	A5	−0.22	0.06	1510	970	0.00
45	SU	Dra	99.6	+48.8	9.9	0.66	A2—A5	−0.13	0.15	600	450	0.02
46	SW	Dra	93.4	+47.8	10.6	0.57	F4	−0.10	0.18	760	560	0.02
47	WY	Dra	80.2	+25.3	12.5	0.59		+0.07	0.35	1260	540	0.03
48	XZ	Dra	62.8	+22.1	10.2	0.48		−0.23	0.05	830	310	0.01
49	AE	Dra	51.5	−24.8	11.7	0.60		−0.02	0.26	1050	440	0.02
50	RX	Eri	181.7	−32.4	9.0	0.59	A3—Fo	−0.13	0.15	400	210	0.04
51	BK	Eri	324.2	−50.3	12.5	0.35		−0.19	0.09	2190	1690	0.00
52	RR	Gem	155.0	+21.0	11.6	0.40	A8	+0.25	0.53	520	190	0.10
53	SZ	Gem	169.6	+23.6	11.2	0.50		−0.17	0.11	1200	480	0.01
54	TW	Her	23.2	+23.6	11.4	0.40		−0.04	0.24	1000	400	0.02
55	VX	Her	2.6	+37.7	10.2	0.46	A3—Fo*	+0.11	0.39	380	230	0.10
56	VZ	Her	26.5	+33.4	11.1	0.44		−0.17	0.11	1150	630	0.01
57	AR	Her	41.4	+47.2	11.2	0.47		+0.12	0.40	600	440	0.06
58	BD	Her	15.2	+6.2	12.3	0.47		+0.10	0.38	1050	110	0.04
59	DY	Her	355.5	+34.9	10.6	0.15		+0.21	0.49	360	200	0.13
60	EE	Her	359.0	+41.6	12.3	0.15		−0.16	0.12	1900	1260	0.01
61	CQ	Lac	62.0	−15.0	12.3	0.62		−0.15	0.13	1820	470	0.01
62	DE	Lac	60.9	−12.8	10.9	0.25		+0.43	0.71	260	60	0.27

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Продолжение каталога

63	RR	Leo	176.4	+54.5	11.0	0.45	A0—F4*	—0.14	0.14	1000	810	0.10
64	SS	Leo	235 2	+57.6	10.3	0.63		—0.21	0.07	870	740	0.01
65	ST	Leo	223 9	+67.0	11.0	0.48		—0.26	0.02	1320	1220	0.01
66	SU	Leo	197.3	+45.1	13.2	0.47		—0.01	0.27	2090	1480	0.01
67	SZ	Leo	213.0	+57.9	11.9	0.53		—0.02	0.26	1150	970	0.02
68	TV	Leo	232.1	+49.7	12 6	0.40	A0—A6*	+0.11	0.39	1150	880	0.04
69	AA	Leo	225.1	+66.9	11.9	0.60		—0.18	0.10	1660	1530	0.04
70	V	LMi	169.0	+59.3	11.4	0.54	A8	—0.36	—0.08	1585	1360	0.01
71	TV	Lib	321.4	+38.3	11 6	0.27		—0.11	0.17	1200	740	0.00
72	EH	Lib	324.1	+47.0	9.8	0.09	A5—F0	—0.06	0.22	480	350	0.01
73	Y	Lyr	39.9	+19.3	12.9	0.50		+0.08	0.36	1440	480	0.05
74	RZ	Lyr	29.5	+14.7	11.9	0.51	A2	+0.39	0.67	460	120	0.02
75	EZ	Lyr	33.0	+15.1	11 4	0.53		+0.53	0.81	250	70	0.11
76	ST	Oph	350.1	+15.1	11.4	0.45		+0.15	0.43	630	160	0.32
77	VV	Peg	46.8	—31.2	11.5	0.49		+0.04	0.32	830	430	0.07
78	AO	Peg	38.0	—23 5	13.0	0.52		—0.08	0 20	2190	870	0.04
79	AV	Peg	45.6	—24 8	10.7	0.39		—0.20	0.08	1000	420	0.01
80	BF	Peg	58.0	—31.0	12.4	0.50		+0.04	0.32	1260	650	0.02
81	BH	Peg	54.0	—39.0	10.6	0.64		+0 11	0.39	460	290	0.08
82	DH	Peg	37 7	—40.1	9.6	0.26		+0.03	0.31	360	230	0.09
83	DY	Peg	59.6	—40.1	11.0	0.07	A3—A9*	+0.13	0.41	520	340	0.08
84	DZ	Peg	69.9	—41 9	11 8	0.61		—0.29	—0.01	1900	1260	0.00
85	AR	Per	122.7	— 1 2	10 7	0.43	A3—F6	+0.23	0.51	380	10	0.13
86	SS	Psc	101.0	—40.0	11 5	0.29	F0	—0.11	0.17	1150	740	0.01
87	VY	Ser	334.2	+42 6	10.1	0.71	A7	+0.13	0.41	350	240	0.12
88	AN	Ser	351 4	+43 7	11.1	0.52		—0.10	0.18	960	600	0.02
89	AP	Ser	340.7	+50.9	11 1	0.25		—0.28	0.00	1380	1070	0.00
90	AT	Ser	343 5	+40.6	11 1	0.75		—0.06	0.22	870	570	0.03
91	T	Sex	204 1	+41.7	10.1	0.32	A2	—0.09	0.19	580	390	0.03
92	SS	Tau	148.1	—37.2	11 9	0.37		+0.02	0.30	1050	630	0.03
93	U	Tri	106 3	—26.5	12.1	0.45		—0.28	0.00	2190	980	0.00
94	RV	UMa	74 7	—62.0	10.7	0.47	F0	—0.14	0.14	870	770	0.02
95	SX	UMa	78 3	+60.0	11 2	0 31		—0.12	0.16	1050	910	0.02
96	TU	UMa	166.4	+73.2	10.0	0.56	A8	—0.21	0.07	725	695	0.01
97	ST	Vir	315.1	+52 4	11.4	0.41		—0.41	—0.13	1580	1250	0.00
98	UU	Vir	251.6	+60.8	10.2	0.48		—0.51	—0.23	910	790	0.00
99	UV	Vir	256.9	+62.3	11 4	0.59		—0.25	0.03	1580	1400	0.00
100	AT	Vir	274.6	+57.0	11 0	0.53	A2—A7	—0.15	0.13	1050	880	0.01
101	BB	Vir	310.1	+63.3	11.0	0.47		—0.20	0.08	1150	1030	0.01
102	BN	Vul	26.3	+ 2 2	11 6	0.59	B9	+0.32	0.60	462	20	0 13

В настоящее время считается установленным, что Галактика представляет собой сложную совокупность объектов различных физических и возрастных характеристик, составляющие которых взаимно проникают друг в друга. Часто в пределах одной и той же подсистемы встречаются объекты, входящие в различные составляющие Галактики и, следовательно, имеющие различное происхождение.

Например, подавляющее большинство долгопериодических цефеид образуют типичную плоскую систему, с явно выраженной концентрацией к галактическому экватору, в то время, как долгопериодические цефеиды типа *W Vir* входят в подсистему сферической составляющей. Этот факт в некоторой степени осложняет проблему нормальных цветов.

При установлении нормальных цветов короткопериодических цефеид важное значение имеет выяснение вопроса—образуют ли эти звезды однородную группу или являются смесью объектов различного происхождения.

За последние десять лет было опубликовано несколько работ, посвященных изучению спектров, пространственных движений и распределения короткопериодических цефеид. В этих работах встречаются указания

на разнородность рассматриваемых звезд. Так, например, в 1946 году в Иеркской обсерватории Мюнх и Террацас [104] довольно подробно, качественно исследовали спектры *RR* Лиры в зависимости от фазы. В то же время они определили показатель цвета этой звезды в максимуме и минимуме блеска по методу Г. А. Тихова. Было обнаружено, что температурным изменениям соответствуют спектральные классы, оцененные по металлическим линиям и по интенсивности линии *K* ионизированного кальция. Водородные же линии показывают более поздний тип. С целью выяснения вопроса—является ли обнаруженная аномалия в оценке спектра по линиям водорода и линиям металлов характерной для короткопериодических цефеид, были подвергнуты анализу еще десять других звезд данного типа. Оказалось, что, за исключением двух переменных *SWAnd* и *ARPer* они полностью разделяют обнаруженное свойство. Спектры *SW And* и *AR Per* не показали этой аномалии.

В 1953 г. появилась работа В. Ивановской [92], относящаяся к изучению спектров 18 короткопериодических цефеид. Материалом для исследования послужили спектрограммы, полученные при помощи двухпризменного кварцевого спектрографа, установленного на 200 см рефлекторе Мак-Дональдской обсерватории. Следуя Мюнху и Террацас, в качестве критерия спектральной классификации была выбрана линия *K* ионизированного кальция. В результате сопоставления средних спектральных классов с периодами изменения блеска обнаружилось, что цефеиды *BC Eri*, *AR Per*, *TZ Aur*, *RY Com* и *BB Pur* образуют отдельную ветвь, которая является продолжением в сторону коротких периодов известной зависимости период-спектр для долгопериодических переменных в шаровых звездных скоплениях, найденной Джоем [105]. Первую группу объектов Ивановская именует плоской подсистемой. Пробел между ветвями не превышает 0.5 одного спектрального класса. Следует отметить, что в первой группе встречается звезда *RYCom*, расположенная на широте +80°, показатель цвета которой по нашим определениям не отличается от показателей цвета других цефеид данного созвездия.

Приведенные работы дают основание предположить, что короткопериодические цефеиды, как и долгопериодические, не образуют группы, связанной единым происхождением.

Обстоятельное исследование пространственного распределения и других характеристик короткопериодических цефеид принадлежит Б. В. Кукаркину [106]. Путем применения метода Вашакидзе, автор выявил много интересных структурных особенностей подсистемы и установил эмпирические законы изменения пространственной плотности по *Z*-координате и в экваториальной плоскости Галактики. Сопоставление видимых распределений и кинематических характеристик короткопериодических цефеид галактического поля и шаровых звездных скоплений дало Кукаркину возможность высказать предположение об общности их происхождения. Как известно, кроме галактического поля, короткопериодические цефеиды встречаются в большом количестве в шаровых звездных скоплениях В 1944 году П. Н. Холопов [106] обнаружил, что в последних отсутствуют цефеиды с периодами между 0.425 и 0.435 дня. Исследуя пространственное распределение по *Z*-координате для цефеид, периоды которых заключены в указанных пределах, Кукаркин пришел к заключению, что в противоположность большинству короткопериодических, эти звезды образуют, по-видимому, более плоскую систему и имеют другое происхождение. По величине периодов звезды *SW And* и *AR Per* попадают в эту группу. Наш каталог показателей цвета содержит, кроме

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

SW And и *AR Per*, еще четыре звезды, периоды которых находятся между 0.425 и 0.435 дня, но их галактические широты не превышают 40°, вследствие чего показатели цвета искажены влиянием эффекта покраснения и не дают возможности обнаружить какие-нибудь особенности в цветах по сравнению со звездами, расположенными на высоких галактических широтах.

Деление короткопериодических цефенд на две группы встречается также в работе Е. Д. Павловской, которая внесла значительный вклад в дело изучения пространственных движений этих объектов [107]. Сопоставлением физических и кинематических характеристик она выделила из числа короткопериодических цефенд с известными лучевыми скоростями более спокойную в отношении кинематики группу. Звезды, составляющие эту группу, характеризуются периодами меньше 0ᵈ.40, почти симметричными кривыми ($\varepsilon > 0.25$) и небольшими лучевыми скоростями. Выделенная группа движется относительно Солнца значительно медленнее, чем совокупность остальных звезд. Рассмотрение показателей цвета 5 звезд из нашего каталога, принадлежащих по Павловской спокойной группе в отношении кинематики, и имеющих галактические широты больше +50°, не дает основания вынести определенное суждение о различии цветов цефенд первой и второй групп.

Наконец, П. П. Паренаго [103] в своей недавней работе относит короткопериодические цефенды с *Z*-координатами не превышающими 300 парсеков и имеющие небольшие пространственные скорости к плоской составляющей Галактики. Конечно, по кинематическим характеристикам цефенда *RY Com* из первой группы Ивановской относится по Паренаго к плоской системе.

Таким образом, и в исследованиях кинематического характера имеются сведения о неоднородности подсистемы короткопериодических цефенд, что осложняет вопрос о нормальных цветах, поскольку даже сравнительно близкие из них в значительной степени отягчены влиянием эффекта покраснения света. Однако, на основе рассмотренных работ можно утверждать, что представители плоской составляющей встречаются среди изученных короткопериодических цефенд в малом количестве (приблизительно 20%). Более того, в настоящее время еще не установлен совершенный критерий, по которому было бы возможно надежно определять принадлежность звезды той или иной группе

При таких обстоятельствах приходится, в целях получения нормального цвета пользоваться цефендами, расположенными на высоких галактических широтах, без всяких делений. Так и поступили мы Из нашего каталога были взяты звезды, имеющие широты более ±60°, их список дается в таблице 1.

В таблицу не включены звезды *TV Boo*, *UU Vir*, и *RR CVn* ввиду того, что они имеют аномальные цвета.

На рисунке 6 показатели цвета используемых 16 звезд нанесены против значений периода.

Как видим зависимости между этими величинами не наблюдается. Заметим, что и спектральный класс звезд типа *RR* Лиры нашей Галактики не зависит от периода. С другой стороны, как показывают наблюдения, короткопериодические цефенды шаровых скоплений в зависимости от типов «а», «в» и «с», на диаграмме период-показатель цвета занимают определенные места [108]. Но, в нашем случае, звезды типа «с» вовсе отсутствуют. Кроме того, периоды выбранных нами переменных заключены, в основном, в пределах 0.46—0.60 дня. А для таких звезд, по указанной работе, корреляция между периодом и показателем цвета

Таблица 1

Название звезды	Галактическая широта	Показатель цвета	Период	z
RS Boo . .	+66.°0	—0.ᵐ14	0.ᵈ3773	720ᵖᶜ
TW Boo . .	+61.9	—0.29	0.5330	1010
W CVn . .	+70.0	—0.15	0.5518	710
RU CVn . .	+73.2	—0.25	0.5732	1660
RZ CVn . .	+76.0	—0.19	0.5674	1740
SS CVn . .	+71.9	—0.15	0.4785	1370
S Com .	+87.2	—0.24	0.5866	1320
ST Com . .	+80.0	—0.22	0.5989	1300
RY Com . .	+83.8	—0.24	0.4689	1730
ST Leo .	+67.0	—0.26	0.4780	1110
AA Leo .	+66.9	—0.18	0.5986	1460
RX UMa . .	+62.0	—0.14	0.4681	740
SX UMa . .	+60.2	—0.12	0.3071	880
TU UMa . .	+73.3	—0.21	0.5577	695
UV Vir	+62.3	—0.25	0.5871	1280
BB Vir . .	+63.3	—0.20	0.4711	980

слаба и в шаровых скоплениях. Для окончательного решения вопроса необходимо распространить определения и на звезды, периоды которых выходят за эти пределы.

Средний показатель цвета, согласно приведенной таблице, равен —0ᵐ.20, а дисперсия, характеризующая точность определения избытка цвета, приобретает значение 0.ᵐ05.

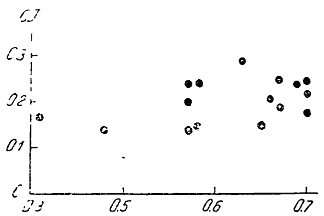


Рис. 6

Рассмотрение последнего столбца таблицы показывает, что все звезды имеют большие Z-координаты и практически находятся за основной массой поглощающего вещества. Следовательно, возникает необходимость учета оптической толщины избирательно-поглощающей материи. Найденному значению среднего показателя цвета мы придали поправку —0.ᵐ08, что соответствует полному поглощению в 0.4 зв. величины в направлении на галактический полюс. Так что, за окончательное значение нормального цвета мы принимаем величину —0.ᵐ28.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Полученная дисперсия обязана своим происхождением, кроме ошибок определения цвета, двум причинам: 1) некоторой истинной дисперсии показателей цвета и 2) ошибкам наблюдательного характера. Как известно, спектральные типы короткопериодических цефеид в максимуме заключены в основном в пределах A0—A3; следовательно, и в цветах должны проявляться соответствующие колебания. Под ошибками мы понимаем несовпадение моментов фотографирования с моментами максимумов блеска звезд. При описании методики наблюдения было отмечено, что в течение ночи переменная наблюдалась несколько раз с таким расчетом, чтобы наблюдениями был охвачен момент максимума. Для некоторых звезд негативы, послужившие для определения показателей цвета, могут не совсем строго соответствовать по времени максимумам световых кривых, в результате чего показатели цвета будут несколько преувеличены. Однако, как показывают сами показатели цвета, влияние этого фактора не должно быть значительным, поскольку интервалы между последовательными снимками варьировались в довольно узких пределах в зависимости от длины периодов. Так или иначе, величину дисперсии $0^{m}.05$ нельзя считать значительной. Рассеяние нормальных цветов больше этой величины, наблюдается в случае стационарных звезд в пределах одного и того же спектрального класса. В качестве примера приведены в нижеследующей табличке значения дисперсии для звезд B и A, заимствованные из работ Е. К. Харадзе [1] и В. Б. Никонова [30].

Спектр	Харадзе	Никонов
B5	—	0.04
B8	0.07	0.07
B9	—	0.12
A0	0.06	0.08
A3	0.07	—
A8	0.09	—

С учетом причин, вызывающих разброс нормальных цветов в нашем случае, полученная величина дисперсии $0^{m}.05$ дает основание заключить, что подавляющее большинство короткопериодических цефеид в максимумах блеска являются более однородными, чем это следует из их спектральных характеристик по существующей спектральной классификации.

Кстати, мы должны отметить, что для этих звезд еще не разработана совершенная система спектральной классификации. Частично этим объясняются те разногласия в результатах, которые получаются относительно звезды *RR* Лиры. Выше упоминалось, что согласно Мюнху и Террацас температурным колебаниям переменной *RR* Лиры соответствуют спектральные типы, оцененные по металлическим линиям и по линиям *K* ионизованного кальция. Интенсивность серии Бальмера приводит к более поздним спектрам. Этот эффект был обнаружен и для других звезд данного типа Ивановской [92] и Граттоном [109]. К противоречивому выводу привела Стеббинса [110] шестицветная электрофотометрия

звезды *RR* Лиры. Сравнение цвета *RR* Лиры в максимуме и минимуме блеска с цветами постоянных звезд, спектры которых известны, показало, что ее колориметрический класс меняется в интервале A7—cF5, то есть соответствует спектрам, оцененным по водородным линиям. К такому же результату привела Роберта [111] трехцветная электрофотометрия *RR* Лиры. Однако, оценка спектрального класса не очень близких звезд, расположенных недалеко от галактического экватора, по показателям их цветов, как это делают Стеббинс и другие авторы, может таить в себе эффект покраснения света, в виду чего спектральные типы получаются более поздние, чем это есть в действительности

Изучая многочисленные спектрограммы переменной *RR* Лиры с точки зрения двухмерной спектральной классификации, Френган пришел к заключению, что ни Иеркcская, ни Французская классификация не подходят для описания спектрального типа этой короткопериодической цефеиды [112].

Получение и изучение спектров для большого числа короткопериодических цефеид и разработка рациональной системы спектральной классификации ждут своей очереди.

Зная нормальный цвет, легко можно получить избытки цвета каждой звезды из нашего каталога и охарактеризовать каждое направление в смысле покраснения. Но, нашей задачей является не только определение поглощения в том или ином направлении, но и оценка соответствующих глубин пространства. А для этого необходимо знание средней абсолютной величины короткопериодических цефеид. Этот вопрос в свою очередь тесно связан с вопросом о нуль-пункте зависимости период-светимости для цефеид.

§ 3. Определение средней абсолютной величины короткопериодических цефеид. Как известно, у цефеид наблюдается ряд зависимостей между различными характеристиками, среди которых наиболее важной с точки зрения звездной астрономии является связь между светимостью и длиной периода. Она была впервые обнаружена Ливитт в 1912 г при изучении переменных звезд в Малом Магеллановом облаке Открытие Ливитт сразу привлекло внимание астрономов как многообещающий, простой и надежный способ для оценки расстояний до изолированных звездных систем, где только цефеиды могут быть обнаружены.

Вопрос об изучении зависимости между длиной периода и светимостью распадается на две части 1) построение формы этой зависимости и 2) определение нуль-пункта зависимости. Первая часть задачи сравнительно легко решается сопоставлением видимых величин цефеид с длинами периодов в изолированных звездных системах. Что касается второй части задачи, то есть, определения абсолютной величины цефеид, она является довольно трудной. Из-за больших расстояний тригонометрические параллаксы даже близких к нам цефеид предельно малы и по порядку величины приближаются к ошибкам определения Поэтому приходится выводить средние параллаксы по лучевым скоростям и собственным движениям этих звезд. Именно таким путем установлен Шепли [113] нуль-пункт для цефеид нашей Галактики в 1918 г, которым вплоть до последних лет пользовались все зарубежные астрономы.

В Советском Союзе Б. В Кукаркин дважды исследовал этот вопрос [114, 115]. Во второй работе материалом послужили данные относительно 750 долгопериодических и 668 короткопериодических цефеид.

Особое внимание уделялось систематическим ошибкам шкал видимых звездных величин, применявшихся в различных звездных системах,

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

поскольку именно эти ошибки являются наиболее существенным фактором, искажающим действительную форму зависимости период-светимость, и учету влияния поглощения света на видимые звездные величины. В окончательной форме зависимости приняли выражения:

$$\overline{M} = -0.17 - 0.20 \lg P$$
$$\overline{M} = -0.74 - 1.67 \lg P$$
$$\overline{M} = -0.35 - 2.08 \lg P$$

Первое из них относится к короткопериодическим цефеидам, а два последних—к долгопериодическим. Нуль-пункт Кукаркина для долгопериодических цефеид на 0^m5 ярче, чем нуль-пункт Шепли.

В 1942 г. О. А. Мельников [116], объясняя расхождение коэффициентов общего поглощения света, полученных некоторыми авторами по долгопериодическим цефеидам из галактического вращения и из Z-координат, пришел к заключению, что кривая Шепли нуждается в отрицательной поправке порядка 0.5 зв. величины.

Таким образом, Мельников и Кукаркин обнаружили совершенно независимыми методами, что галактические долгопериодические цефеиды в большинстве случаев ярче, чем это следует из кривой Шепли. Но этот факт, имеющий огромное значение для уяснения действительных масштабов наблюдаемой нами части Вселенной, до последних лет не получал признания со стороны зарубежных астрономов. И только после работы Бааде все склонились к утверждению об ошибочности принятого нуль-пункта.

В 1952 г. на VIII съезде Международного астрономического союза Бааде [117] сделал важное сообщение, которое сводится к следующему. Судя по кривой Шепли, короткопериодические цефеиды в туманности Андромеды должны иметь медианную видимую величину, равную $22.^m4$, так как модуль расстояния до этой системы, выведенный по долгопериодическим цефеидам, составляет $m - M$ 22^m4. На снимках с получасовой экспозицией, снятых с помощью 5-метрового рефлектора, были получены звезды указанной величины, но среди них не были найдены короткопериодические цефеиды. При достижении предельной величины 22.4 появились лишь яркие представители шаровых скоплений, которые согласно новейшим диаграммам «звездная величина—показатель цвета», на $1^m.5$ ярче короткопериодических цефеид. Из этого факта Бааде сделал заключение, что короткопериодические цефеиды в туманности Андромеды могут быть найдены только среди звезд видимой величины, равной 23.9.

К такому же следствию привели Тэккери и Весселинк [118] наблюдения шаровых скоплений в Магеллановых Облаках при помощи 74" рефлектора. Они нашли, что средняя фотографическая величина обнаруженных в скоплениях короткопериодических цефеид равна $18.^m7$, в то время как модуль расстояния до Магеллановых Облаков по кривой Шепли выражается числом $17^m.3$.

Эти наблюдения определенно указывают на то, что абсолютные величины короткопериодических цефеид сферической составляющей, выведенные из собственных движений этих звезд, или долгопериодических цефеид плоской составляющей являются далеко неточными. Однако, Бааде считает существующий нуль-пункт для короткопериодических цефеид правильным. Основным аргументом для такого вывода явилось совпадение главной последовательности звезд шаровых скоплений М3

и М92 с обычной главной последовательностью, характерной для окрестностей Солнца, если принять абсолютную величину короткопериодических цефеид равной нулю.

За последнее время появилось много работ [119, 120, 121, 122, 103, 123, 124], посвященных ревизии нуль-пункта долгопериодических цефеид на основе существующего материала, а также, частично, с привлечением и новых данных.

Они все, без исключения, указывают на то, что существующий нуль-пункт, установленный по долгопериодическим цефеидам плоской составляющей Галактики, является неверным и требует отрицательной поправки.

На основе этих же работ мы убеждаемся в том, что вопрос о нуль-пункте цефеид в настоящее время еще далеко от окончательного решения, несмотря на то, что осуществлено большое количество разнообразных наблюдений и исследований как внутри нашей Галактики, так и в других соседних звездных системах. Для полного и надежного выяснения вопроса остается выполнить наблюдения над еще большим количеством цефеид и других объектов.

Что касается нуль-пункта короткопериодических цефеид, то в этой области за последнее время имеются всего два-три исследования, принадлежащих советским астрономам.

В первую очередь следует упомянуть работу Е. Д. Павловской [107], цитированную нами в предыдущем параграфе. Она базируется на собственных движениях 68 короткопериодических цефеид, средние квадратические ошибки определения компонентов скоростей которых меньше 60 км/сек. При этом относительные движения 35 короткопериодических цефеид определены автором путем сравнения прямоугольных координат этих звезд на фотографиях, полученных с московским 330-мм астрографом, с прямоугольными координатами, опубликованными в каталогах «Карты Неба». Для шести звезд улучшены ранее определенные движения. Средняя абсолютная величина оказалась равной $+0.^m5 \pm 0.^m2$.

Принимая численное значение плотности материи в окрестностях Солнца равной $6.0 \cdot 10^{-24}$ гр/см^3, П. П. Паренаго [125] в 1954 году получил из динамических соображений для средней абсолютной величины короткопериодических цефеид значение $+0.5^m \pm 0^m.4$, совпадающее с определением Павловской.

По вычислениям Паренаго, тригонометрические параллаксы приводят к значительно более слабой абсолютной величине $+1^m.7 \pm 1^m.5$ [103].

Точность определения средней абсолютной величины звезд из собственных движений в значительной степени зависит от способа учета влияния поглощения света на видимые звездные величины. Часто исследователи, опираясь на определенные соображения, пользуются одним средним коэффициентом ослабления света для всех звезд данной группы. Такой прием в настоящее время, конечно, нельзя считать оправданным.

Е. Д. Павловская [107] в своей работе учитывала поглощение света по формуле Паренаго, которая дает весьма удовлетворительные резуль-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

таты в статистических исследованиях. Однако, вследствие клочковатой структуры поглощающего вещества, общее поглощение для индивидуальных направлений, вычисленное по формуле Паренаго, может значительно отличаться от истинных значений. Имея это в виду и располагая избытками цветов большинства короткопериодических цефеид, используемых в определениях Павловской, мы предприняли новое вычисление данной величины.

При изложении вопроса об эффективных длинах волн говорилось, что в нашем случае $\lambda^{pr}_{эфф}$ определяется довольно неуверенно. По этой причине мы отказались от пользования значением переводящего множителя γ, которое получается из вычисленных нами эффективных длин волн и, поскольку наша система избытков цвета приведена к интернациональной системе, мы приняли для γ значение 5. Так что полное поглощение на пути до короткопериодических цефеид мы получали из соотношения $A_{pg}=5\cdot CE$.

Все необходимые данные для вычисления средних параллаксов приведены в таблице II.

Во втором столбце приведены поглощения $A=5\,.\,CE$.

Угловые расстояния звезд λ от апекса, V^1r (пекулярные лучевые скорости) и величины компонентов собственного движения ν и τ взяты из работы Павловской [107]. В последних трех столбцах таблицы II даются величины ν_0, τ_0 и $\sigma_0\mu$ (средняя квадратическая ошибка определения собственного движения), приведенные к средней видимой величине рассматриваемых звезд по формуле:

$$\mu_0=\mu\cdot 10^{0.2(m0-11.0-5.CE)}.$$

Средние параллаксы определялись независимо двумя способами—по ν и τ—компонентам с помощью хорошо известных формул:

$$\pi_\nu=\frac{4.74\,\overline{\nu\sin\lambda}}{V_0\,\overline{\sin^2\lambda}};\qquad \pi_\tau=\frac{4.74\,|\overline{\tau}|}{|\overline{V_\tau'}|}.$$

При этом было принято $V_0=134$ км/сек по Павловской. Для данной группы звезд $|\overline{V_r'}|=67$ км/сек и $\overline{V_r'^2}=8170$ км/сек. Средние квадратические ошибки параллаксов вычислялись по формулам:

$$\varepsilon(\pi_\nu)=\pm\,1.268\,\overline{\pi_\nu}\,\frac{|\overline{V_r^1}|}{V_\odot\sqrt{n\,\overline{\sin^2\lambda}}};\ \varepsilon(\pi_\tau)=\pm\,1.028\,\pi_\tau\cdot\frac{1}{\sqrt{n}}.$$

Вычисления дали:

$$\pi_\nu=0.00064;\qquad \pi_\tau=0.00083.$$
$$\pm\,8\qquad\qquad\qquad \pm\,12$$

Следовательно,

$$\overline{\pi}=0.00070.$$
$$\pm\,7$$

Соответствующую среднюю абсолютную величину обыкновенно вычисляют по формуле Стремберга [126]:

$$M=m_0+5+5\,lg\pi-5lgc$$

Таблица II

Название звезды	A_{pg}	λ	Vr^1	ν	τ	ν_0	τ_0	$\sigma_0\mu$
SW And	1.4	49.0	+58	+0".005	+0".020	0.0014	0.0058	0.0014
SW Aqr	2 4	45.0	+91	+ 46	+ 62	192	258	012
AA Aql	0.8	46.4	+19	+ 03	+ 05	025	042	083
RS Boo	0.7	67.0	+47	— 09	+ 10	052	058	023
ST Boo	1.6	55.4	+93	+ 06	+ 20	025	083	042
TV Boo	0.0	62.7	—20	+ 33	— 04	287	035	044
TW Boo	0.0	59.2	—47	+ 22	— 45	201	410	046
SS Cnc	0.2	133.3	—48	+ 04	— 02	058	029	043
TT Cnc	1.0	123.5	— 2	+ 42	+ 48	319	364	030
W CVn	0.6	67.9	+80	+ 45	+ 15	259	086	034
RU CVn	0.2	73.1	— 5	+ 33	+ 27	415	340	063
SS CVn	0.6	69.9	+48	+ 24	— 31	263	340	044
RR Cet	0.6	74.9	— 64	+ 70	+ 33	292	138	021
S Com	0.2	89.9	— 30	+ 20	+ 07	209	073	042
ST Com	0.3	86.7	— 89	+ 49	— 02	513	021	042
RVCrB	1.1	50.3	— 8	+ 11	+ 02	063	012	058
UY Cyg	1.3	16.4	—129	— 13	— 07	065	035	050
XX Cyg	1.2	15 9	0	— 14	— 03	122	026	105
XZ Cyg	2 2	15.4	— 24	— 71	+ 50	142	100	020
DM Cyg	3 2	17.1	+108	0	— 08	000	017	013
RW Dra	0.3	38.2	+ 2	+ 08	— 10	088	110	066
SU Dra	0.8	63.2	—114	+ 76	— 16	317	067	017
SW Dra	0.9	59.3	+ 34	+ 19	+ 04	104	022	028
XZ Dra	0.2	23.8	+104	— 26	+ 26	157	157	042
RR Gem	2.6	160.5	+ 48	+ 06	—0 009	0.0024	0.0036	0.0028
TW Her	1 2	32.4	+104	+ 09	— 10	062	069	041
VX Her	2.0	54.6	—308	+ 20	— 44	055	121	011
VZ Her	0.4	36.6	— 17	+ 38	— 17	316	141	083
AR Her	2.0	45.0	—235	+ 50	+ 25	218	109	022
DY Her	2 4	58.9	— 24	— 08	+ 12	021	032	013
RR Leo	0 7	108.6	+ 24	+ 14	+ 11	084	066	024
SS Leo	0.4	117.9	+ 85	+ 34	+ 16	258	121	023
ST Leo	0 1	108.8	+135	+ 50	— 14	500	140	050
RZ Lyr	3.4	22 8	—110	— 22	— 25	060	069	033
VV Peg	1 6	34 5	+124	— 44	— 44	253	253	023
BH Peg	2.0	42 7	—159	+ 33	+ 70	109	232	030
DH Peg	1.6	44 5	+ 28	+ 12	— 20	030	050	008
DY Peg	2.0	44 2	+ 72	+ 44	— 29	139	092	009
VY Ser	2.0	76.6	+ 29	+ 42	+ 120	110	316	016
AP Ser	0.0	73.6	0	+ 64	+ 06	611	057	038
AT Ser	1 1	68.1	— 16	— 07	+ 08	056	064	032
RV UMa	0 7	62 4	—112	+ 040	+ 16	252	101	025
TU UMa	0.4	129.7	— 96	+ 80	+ 39	420	205	026
ST Vir	0.0	90.0	— 32	— 17	— 18	162	172	029
UU Vir	0.0	114 7	— 74	+ 17	+ 15	123	109	022
UV Vir	0.0	110.8	+ 47	+ 35	— 10	144	506	058

где

$$C^2=\frac{\overline{\pi}^2}{\overline{\pi}^2}=\frac{\overline{\tau^2}-\overline{\sigma_{0\mu}^2}}{|\overline{\tau}|^2-|\overline{\sigma_{0\mu}}|^2}\cdot\frac{|\overline{V^1_r}|^2}{\overline{V_r'^2}}=P\cdot Q.$$

Через P и Q обозначены величины:

$$P=\frac{\overline{\tau^2}-\overline{\sigma_{0\mu}^2}}{|\overline{\tau}|^2-|\overline{\sigma_{0\mu}}|^2};\qquad Q=\frac{|\overline{V^1_r}|^2}{\overline{V^1_r{}^2}}.$$

$\sigma_{0\mu}$ есть средняя квадратическая ошибка определения собственных

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

движений, а $|\sigma_{0\mu}|$—абсолютная величина этой ошибки, которая равна

$$|\sigma_{0\mu}| = \frac{\sigma_{0\mu}}{1.2533}.$$

Заметим, что при совершенно однородной группе звезд P и Q приобретают значения 1.571 и 0.637, соответственно, и дисперсия абсолютных величин равна нулю.

В результате вычислений мы получили для данной группы короткопериодических цефеид $P=1.639$ и $Q=0.549$. Это свидетельствует о том, что для рассматриваемых звезд распределение компонентов и пекулярных лучевых скоростей очень близко к нормальному. Но, в нашем случае, величина C^2 меньше 1; она равна 0.93. Результат может казаться на первый взгляд странным. Однако, более детальное рассмотрение вопроса убеждает нас, что здесь нет ничего неожиданного. Действительно, если $\overline{\pi^2}$ и $\overline{\pi}^2$ вычисляются непосредственно по известным значениям π для различных звезд или по совершенно строгим формулам, связывающим π с некоторыми известными характеристиками, то, конечно, всегда $C^2 \geqslant 1$ причем знак равенства имеет место, когда звезды находятся на одинаковых расстояниях. Но, когда мы не располагаем известными значениями π для отдельных звезд и $\overline{\pi^2}$ и $\overline{\pi}^2$ вычисляются по некоторым статистическим формулам, связывающим компоненты собственного движения и лучевые скорости звезд со средним параллаксом, тогда, естественно, что для возможных значений C получается некоторое распределение, при котором вероятность неравенства $C^2<1$ не равняется нулю. Поэтому, мы вправе ожидать, что иногда, в известных условиях, вычисления дадут значения C меньше единицы. Такой случай чаще всего будет иметь место тогда, когда дисперсия в расстояниях для рассматриваемой группы звезд небольшая и поэтому действительное значение C очень близко к единице.

Это условие довольно хорошо соблюдается для короткопериодических цефеид, помещенных в таблицу 9. Поэтому мы можем принять $C^2=1$ и средняя абсолютная величина данной группы звезд получится равной $M = 11.^m0 + 5.^m0 + 5\,lg\,0.00070 = +0.^m2 \pm 0.^m2$, с дисперсией 0.

Таким образом, более точный учет поглощения света приводит к более яркой абсолютной величине. Нам кажется, что в настоящее время наиболее надежным значением средней абсолютной величины короткопериодических цефеид следует считать величину $M = +0.^m3 \pm 0.^m1$, как среднее весовое из следующих определений:

по собственным движениям $+0.^m2 \pm 0.^m2$,

по динамическим соображениям $+0.^m5 + 0.^m4$ (Паренаго)

по тригонометрическим параллаксам $+1.^m7 \pm 1.^m5$ (Паренаго).

Зная нормальный цвет и среднюю абсолютную величину короткопериодических цефеид, нетрудно вычислить цветовые избытки и неискаженные поглощением света расстояния до этих звезд. Они даются в девятом и десятом столбцах каталога.

В следующем столбце приведены координаты $Z=RSinb$. В последнем столбце представлены избытки цвета короткопериодических цефеид, приведенные к единице расстояния. Приведение цветовых избытков на килопарсек в случае маленьких расстояний не оправдано, так как покраснение, пропорциональное расстоянию не наблюдается даже в галактической плоскости. Кривые поглощения в 43-х Площадках Каптейна, полученные Е. К. Харадзе показывают, что поглощение на вторые 500 парсек составляет в среднем 45% поглощения на первые 500 парсек. Ввиду того, что звезды с расстоянием меньше 1000 парсеков довольно часто встречаются в нашем каталоге, мы в качестве единицы расстояния выбрали 100 парсеков.

Видимое пространственное распределение звезд нашего каталога в системе галактических координат приводим на рисунке 7. Прерывистые линии ограничивают зону избегания по Хабблу.

§ 4. **Избирательное поглощение света в зоне избегания.** В эту область попадают только шесть звезд нашего списка. *ST Oph*, *BD Her*, *BN Vul*, *RZ Cep*, *HU Cas*, *AR Per*.

Они довольно заметно разбросаны по галактическим долготам (350°—130°). Рассмотрим каждое из этих направлений в отдельности

Переменная *ST Oph* ($l=350°.1$, $b=+15°.1$) находится на карте № 9 в атласе Росса и Кальверт [127] Расстояние до этой звезды составляет 630 пс и избирательное поглощение выражается величиной 0.43. В данном направлении Д. Ш. Хавтаси [70] зарегистрирована темная туманность № 372 ($l=350°.4$, $b=+15°.1$), которая является ответственной за большой избыток цвета

Звезда *BD Her* находится в светлом участке Млечного Пути, где видимое распределение звездной плотности по карте № 13 Росса и Кальверт почти равномерное. Покраснение на расстоянии 1000 пс характеризуется числом $0.^m38$.

Короткопериодическая цефеида *BN Vul* ($l=26°.3$, $b=+44°.6$) расположена на границе светлого и темного участков Млечного Пути. Избирательное поглощение в этом направлении довольно велико. Покраснение на 460 пс достигает 0.60 зв. величины.

Цефеида *HU Cas* ($l=93°.4$, $b=-5°.3$) находится на карте № 26 в атласе Росса и Кальверт Она проектируется на светлый участок Млечного Пути Однако, в этом направлении наблюдается сильное избирательное поглощение Покраснение на 600 пс равно $0.^m68$ Вблизи этой переменной расположена звезда *HD* 6417 ($l=92°.7$, $b=-4°.7$), спектрального типа B5, избыток цвета которой по Стеббинсу и Уитфорду [69] составляет $0.^m10$. Так как расстояние до этой звезды не превышает 400 пс, то можно заключить, что эффективное нарастание покраснения в данном направлении происходит дальше 400 парсеков. На 3° южнее *HU Cas* расположена Площадка Каптейна № 8, покраснение света в которой на 700 пс достигает $0.^m45$, по исследованиям Е. К. Харадзе

Звезда *AR Per* ($l=122°.7$, $b=-1°.2$) находится почти в галактической плоскости При внимательном рассмотрении соответствующей карты атласа Росса и Кальверт (№ 28), чувствуется дефицит звезд вокруг переменной. Избирательное поглощение на 380 пс равно $0.^m51$.

Средний коэффициент избирательного поглощения света в зоне избегания по рассмотренным цефеидам выражается величиной $0.^m10$ на 100 парсеков. Рассеяние избытков цвета вокруг среднего значения довольно значительное от $-0.^m03$ до $+0.^m06$, что свидетельствует о неравномерном распределении поглощающего вещества в этой области.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

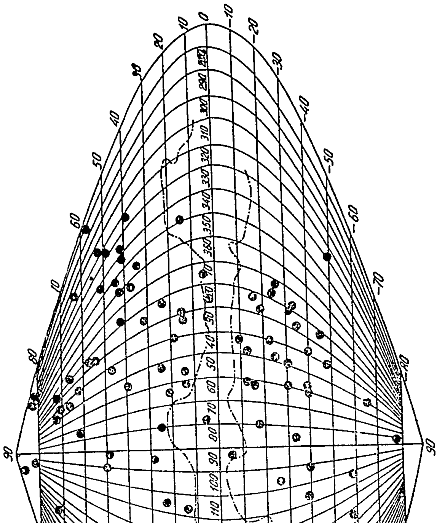


Рис. 7

Шестая по счету звезда *RZ Cep* ($l=77°.0$, $b=+5°.5$) заслуживает особого внимания. Ей соответствует карта № 19 из атласа Росса и Кальверт. Область, окружающая переменную не является светлой, но все же видимое распределение звезд довольно однородное. Избыток цвета этой звезды равен $0^m.65$. Принимая медианную фотографическую величину по ОКПЗ равной 9^m9 и определяя расстояние по формуле:

$$r = 10^{0.2(m-0.3-5\cdot0.65)+1}$$

получаем, что звезда находится от нас всего на 190 парсеков. Несмотря на то, что цефеида *RZ Cep* расположена недалеко от галактической плоскости, не представляется возможным считать межзвездную среду ответственной за столь большой избыток цвета. Тем более, что звезда *HD* 215371 ($l=77°.6$, $b=+5°.7$), отдаленная от *RZ Cep* всего на полградуса, по измерениям Стеббинса и Уитфорда имеет избыток цвета только $0.^m12$, причем она находится приблизительно на таком же расстоянии от нас, как переменная *RZ Cep*. Поиски причины большого покраснения в самих наших наблюдениях в том смысле, что определения цвета могут не соответствовать максимуму кривой блеска, также исключаются, так как, во-первых, наблюдениями перекрыта вся длина периода, во-вторых спектральный класс меняется в довольно узких пределах: A0 —A3. Представляется вероятным допустить, что переменная *RZ Cep* не является короткопериодической цефеидой. Большая асимметрия световой кривой ($0^m.4$) не противоречит такому предположению. В связи с этим интересно отметить, что по нашему материалу аномально красными оказались также звезды *UZ Leo* и *FG Hya*. На большой показатель цвета звезды *UZ Leo* обратил внимание также Кюни [128], независимо от нас. В 1954 г. в журнале Sky and Telescope (Vol. XIII, № 5) появилась заметка о работе Смита, который на основе электрофотометрических наблюдений в зеленых и желтых лучах нашел, что переменные *UZ Leo* и *FG Hya* принадлежат к двойным системам. Обе звезды характеризуются почти симметричными кривыми блеска. Может быть, что и *RZ Cep* является двойной звездой. На этот вопрос могут пролить свет дальнейшие фотоэлектрические и спектроскопические исследования.

§ 5. **Избирательное поглощение света в северном галактическом полушарии.** Рассмотрим отдельные направления вне зоны избегания в северном галактическом полушарии

Цефеиды *TV Lib* ($l = 321°.4$, $b=+38°.3$) и *AT Vir* ($l=274°6$, $b=+57.0$) являются в одинаковой мере покрасневшими, причем покраснение небольшое (0^m01 на 100 пс). Обе звезды попадают в зону, где имеется сплошной подсчет внегалактических туманностей Шейна и Виртанена [20]. Небольшой дефицит туманностей в окрестности *TV Lib* по сравнению с *AT Vir*, вероятно, обязан более заметному поглощению в направлении $l=324°.4$, $b=+38°.3$, происходящему дальше 1200 парсеков от Солнца.

Вокруг направления $l=345°$, $b=+45°$ располагаются 9 звезд: *ST Vir*, *EH Lib*, *VY Ser*, *AT Ser*, *DY Her*, *VX Her*, *EE Her*, *AN Ser*, *AP Ser*.

Звезды *AP Ser* ($l=340°.7$, $b=+50°.9$) и *ST Vir* ($l=315°.1$, $b=+52°.4$) вовсе не показывают покраснения. Этому не противоречит повышенное число внегалактических туманностей поблизости от этих звезд, согласно подсчетам указанных авторов Во всяком случае, в данных направлениях пространство до 1500 парсеков является довольно свободным от избирательно поглощающего вещества.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Цефеиды *DY Her* ($l=355^\circ.5$, $b=+34^\circ.9$), *VX Her* ($l=2^\circ.6$, $b=+37^\circ.7$) и *VY Ser* ($l=334^\circ.2$, $b=+42^\circ.6$) находятся на сравнительно близких расстояниях от Солнца (350—380 пс), но цвета их сильно отягчены межзвездным покраснением. В районе *DY Her* намечается дефицит внегалактических туманностей по Хабблу. Число галактик уменьшено и в окрестности *VY Ser*, согласно подсчетам Шейна и Виртанена.

Покраснение по остальным трем цефеидам: *AN Ser* ($l=351^\circ.4$, $b=+43^\circ.7$), *AT Ser* ($l=343^\circ.5$, $b=+40^\circ.6$) и *EH Lib* ($l=324^\circ.1$, $b=+47^\circ.0$) также довольно ощутимое. В общем, область с центром $l=345^\circ$, $b=+45^\circ$ характеризуется весьма неоднородным распределением поглощающего вещества. Покраснение на 100 парсек меняется от $0^m.00$ до $0^m.13$.

Покраснение света значительное и в направлении *RV CrB* ($l=16^\circ.0$, $b=+43^\circ.3$). Оно равно $0^m.22$ на килопарсек.

Избытки цвета короткопериодических цефеид *VZ Her* ($l=26^\circ.5$, $b=-33^\circ.4$), *TW Her* ($l=23^\circ.2$, $b=+73^\circ.6$) и *Y Lyr* ($l=39^\circ.9$, $b=+19^\circ.3$) возрастают по мере уменьшения их галактических широт. Причем, покраснение в этих направлениях небольшое.

Звезды *RZ Lyr* ($l=29^\circ.5$, $b=+14^\circ.7$) и *EZ Lyr* ($l=33^\circ.0$, $b=+15^\circ.1$) находятся на карте № 15 атласа Росса и Кальверт. Занимаемые ими участки не являются светлыми, но дефицит звезд вокруг переменных не чувствуется. Однако, судя по их избыткам цвета можно заключить, что в этих направлениях даже на близких расстояниях (250—450 парсеков) концентрация избирательно поглощающей материи очень велика и неравномерная.

Звезда *UU Boo* имеет высокую галактическую широту ($b=+57^\circ$). В этом направлении, на протяжении до 2000 парсеков, покраснение не наблюдается. На три градуса южнее *UU Boo* находится короткопериодическая цефеида *ST Boo* ($l=23^\circ.9$, $b=+54^\circ.0$), которая является заметно покрасневшей. Ее избыток цвета равен $0^m.31$.

Покраснение большое и в направлении звезды *AR Her* ($l=41^\circ.4$, $b=-47^\circ.2$), несмотря на то, что переменная расположена довольно высоко над галактической плоскостью.

В отношении поглощающей материи пространство в направлении *RW Dra* ($l=53^\circ.9$, $b=-40^\circ.0$) до 1500 парсеков можно считать почти разреженным.

Окрестности звезды *AE Dra* ($l=51^\circ.5$, $b=+24^\circ.8$) характеризуются нормальным распределением внегалактических туманностей по Хабблу ($\lg N=1.67$), но избыток цвета переменной равен 0.26 на килопарсек.

Короткопериодические цефеиды *XZ Cyg*, *XX Cyg*, *XZ Dra*, *WY Dra* и *TY Cam* располагаются по контуру зоны избегания. В области *XZ Cyg* ($l=55^\circ.5$, $b=+16^\circ.4$) наблюдается большой недостаток внегалактических туманностей. В этом направлении велико и избирательное поглощение. На 290 парсеков оно достигает 0.43 зв. величины. Переменная *XX Cyg* ($l=59^\circ.8$, $b=+14.0$) находится на карте № 22 атласа Росса и Кальверт. Видимое распределение звезд вокруг переменной по карте следует считать однородным. Площадка, расположенная на один градус севернее от звезды *XX Cyg*, имеет нормальное число внегалактических туманностей ($\lg N=1.76$). И избыток цвета переменной находится в соответствии с этими данными. Он выражается числом $0^m.18$ на килопарсек. Покраснение в направлении на *XZ Dra* ($l=62^\circ.8$, $b=+22^\circ.1$) совсем незначительное. Оно равно 0.05 зв. величины и находится в полном согласии с нормальным числом галактик в данном направлении по подсчетам Хаббла. Нормальное число внегалактических туманностей наблюдается и в направлении на *WY Dra* ($l=80^\circ.2$, $b=+25^\circ.3$), но переменная является заметно покрасневшей. Ее избыток цвета равен $0^m.28$ на килопарсек. Избирательное поглощение в направлении *TY Cam* ($l=117^\circ.2$, $b=+16^\circ.4$) выражается числом $0^m.22$ на килопарсек.

Особый интерес представляет собой направление на переменную *AQ Cep* ($l=94^\circ.0$, $b=+29^\circ$) в связи с тем, что она находится недалеко от Северного полюса мира. Окрестности последнего с точки зрения космического поглощения света исследовались по различным объектам многими астрономами. В результате было констатировано наличие как общего, так и избирательного поглощения света на большой поверхности вокруг Полюса. Например, по Сиресу [129] покраснение до 700 парсеков достигает величины $0^m.27$. Почти в точке Северного Полюса расположена Площадка Каптейна № 1. Согласно исследованиям Е. К. Харадзе в данном участке покраснение начинается на близких расстояниях в 100—150 парсеков и на 1100 парсеков приобретает значение $0^m.36$. Цефеида *AQ Cep* попадает в область, которая в значительной степени поражена избирательным поглощением. Ее избыток цвета по нашим определениям равен $0^m.38$ на килопарсек. Как видим, наше определение находится в хорошем согласии с результатом Е. К. Харадзе.

Звезды *SU Dra* ($l=99^\circ.6$, $b=+48^\circ.8$) и *SW Dra* ($l=93^\circ.4$, $b=+47^\circ.8$) находятся немного выше средней галактической широты и по признаку покраснения они особого внимания не привлекают к себе, хотя избытки цвета для их широт все же заметны. По-видимому, в этой области поглощение довольно однородное.

То же самое можно сказать относительно короткопериодических цефеид *RZ Cam* ($l=115^\circ.8$, $b=+24^\circ.1$) и *TZ Aur* ($l=144^\circ.2$, $b=+22^\circ.2$), несмотря на то, что они располагаются недалеко от галактической плоскости.

Большим избирательным поглощением характеризуется направление на *RR Gem* ($l=155^\circ.0$, $b=+21^\circ.0$). Избыток цвета на 500 парсеков превышает величину $0^m.50$.

В направлении на *SS Cnc* ($l=166^\circ.6$, $b=+27^\circ.7$) покраснение не наблюдается до 2000 парсеков.

Положение короткопериодической цефеиды *TT Cnc* ($l=180^\circ$, $b=+29^\circ.9$) совпадает с центром площадки, где по подсчетам Хаббла отмечено нормальное число внегалактических туманностей, но избирательное поглощение в данном направлении заметное; оно достигает величины 0.20 на 550 парсеков.

Почти эти же данные соответствуют направлению $l=204^\circ.1$; $b=+41^\circ.7$ (*T Sex*).

Покраснение звезды *SU Leo* ($l=197^\circ.3$, $b=+45^\circ.1$), если учесть, что она отдалена от нас более, чем на 2000 парсеков, нельзя считать значительным.

Для данной широты большими покраснениями света выделяются короткопериодические цефеиды *TV Leo* ($l=232^\circ.1$, $b=+49^\circ.7$) и *SZ Leo* ($l=213^\circ.0$, $b=+57^\circ.0$). Их избытки цвета равны $0^m.30$ и $0^m.28$ на килопарсек, соответственно.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Галактические широты звезд *SS Leo*, *RR Leo* и *VLMi* заключены в пределах 54—60 градусов. Избирательное поглощение в направлении *VLMi* на протяжении 1600 парсеков совсем не наблюдается. Оно незначительно и по остальным двум звездам.

Короткопериодические цефеиды, имеющие галактические широты более $+60°$, в большинстве случаев или вовсе не показывают покраснения или избытки цвета не превосходят нескольких сотых зв. величины, в виду чего мы не будем рассматривать их в отдельности. Отметим, что именно эти звезды, в основном, мы использовали для вывода нормального цвета короткопериодических цефеид.

§ 6. **Избирательное поглощение в южном галактическом полушарии.** Теперь рассмотрим звезды нашего каталога, находящиеся вне зоны избегания и имеющие отрицательные галактические широты.

В первую очередь остановимся на участке, расположенном между галактическими долготами 10°—60° и широтами $-10° — -51°$, где размещаются 21 короткопериодическая цефеида. Он является в сущности продолжением к югу от галактического экватора области, которая, согласно исследованиям В. Б. Никонова, характеризуется весьма сложным распределением поглощающего вещества [30].

Сильным поглощением отличается особенно звезда *DE Lac* ($l=60.9°$, $b=-12°.8$). Избирательное поглощение в этом направлении превышает 0.70 зв. величины. Видимое распределение звезд на соответствующей карте Росса и Кальверт (№ 18) довольно однородное. Вероятно, поглощение вызывается малым плотным темным облаком, которое не может повлиять на видимую яркость звездного фона.

Короткопериодическая цефеида *UY Cyg* ($l=42°.5$, $b=-10°.5$) расположена в участке, где Хабблом выявлен большой дефицит внегалактических туманностей. Избыток цвета звезды на 700 парсеков не превышает величину $0^m.26$ На карте № 17 атласа Росса и Кальверт видимое распределение звезд вокруг переменной совершенно однородное. Все эти данные свидетельствуют о том, что в данном направлении основная масса рассеивающего вещества сосредоточена на больших расстояниях от Солнца.

Сильное поглощение наблюдается в направлении на цефеиду *DM Cyg* ($l=47°.4$, $b=-13°.2$). Избыток цвета звезды превышает $0^m.60$ на 450 парсеков.

На два градуса южнее *DE Lac* находится короткопериодическая цефеида *CQ Lac* ($l=62°.0$, $b=-15°.0$). Расстояние до этой звезды достигает 1800 парсеков, но ее избыток цвета не превосходит величину $0^m.13$ Вспоминая о сильном покраснении света в направлении на *DE Lac*, можно заключить, что область занимаемая указанными переменными, характеризуется весьма неравномерным распределением поглощающего вещества.

Судя по карте № 18 атласа Росса и Кальверт, звезда *CK Del* ($l=22°.1$, $b=-16°.0$) проектируется на светлый участок неба. Она обладает небольшим избытком цвета ($0^m.16$ на килопарсек). Видимое распределение звезд вокруг переменной *DX Del* ($l=26°.5$, $b=-20°.1$), судя по той же карте, однородное. Ее избыток цвета равен $0^m.34$ на 360 пс.

В районе переменных *V 341 Aql* ($l=13°.7$, $b=-23°.5$) и *AA Aql* ($l=11°.0$, $b=-26°.4$) мы опять имеем случай неравномерного распределения поглощающего вещества. В направлении на *V 341 Aql*, на близком расстоянии от Солнца, наблюдается сильное покраснение света ($0^m.46$). Цефеида *AA Aql* находится в два раза дальше по сравнению с *V 341 Aql*, но ее избыток цвета почти в три раза меньше, чем последней.

Звезды *AV Peg* ($l=45°.6$, $b=-24°.8$), *AO Peg* ($l=38°.0$, $b=-23°.5$), *TZ Aqr* ($l=21°.8$, $b=-45°.6$) и *YZ Aqr* ($l=17°.4$, $b=-51°.0$) показывают небольшое покраснение.

В направлении *SX Aqr* ($l=26°.2$, $b=-35°.2$) покраснение не обнаруживается до 1700 парсеков. В данном участке распределение внегалактических туманностей, по Хабблу, нормальное.

Площадь неба, где расположены цефеиды *SW Aqr* и *CP Aqr* выделяется большой концентрацией избирательно поглощающего вещества. Покраснение в направлении *CP Aqr* ($l=17°.2$, $b=-32°.6$) находится на уровне 0.70 на протяжении 600 парсеков. На таком же расстоянии переменная *SW Aqr* ($l=19°.5$, $b=-32°.7$) показывает покраснение в 0.47 звездной величины. Переменные находятся довольно близко друг от друга, но их избытки цвета значительно отличаются один от другого.

Звезды *BF Peg* ($l=58°.0$, $b=-31°.0$) и *VV Peg* ($l=46°.8$, $b=-31°.2$) не показывают большого покраснения.

Поглощение очень заметно в направлении *CY Aqr* ($l=38°.2$, $b=-47°.9$). Избыток цвета звезды достигает 0.25 зв. величины.

Короткопериодические цефеиды *DH*, *BH* и *DY Peg* находятся на расстояниях 360—500 парсеков от Солнца и располагаются вдоль широты —40°. Судя по их избыткам цветов, которые имеют значения $0^m.31$, $0^m.39$ и $0^m.41$, соответственно, покраснение в этих направлениях весьма ощутимое для данной широты. В то же время оно очень однородно.

Таким образом, рассмотрение цветовых избытков короткопериодических цефеид, заключенных в области $l=10°—60°$ и $b=-10°—-50°$, указывает на весьма пеструю картину распределения рассеивающего вещества. В этом участке неба, по-видимому, скрывается некоторое структурное свойство нашей Галактики крупного масштаба, но малое количество звезд лишает нас возможности исследовать его детально.

Звезда *BK Eri* ($l=324°.2$, $b=-50°.3$) находится значительно правее от только что рассмотренного участка. Покраснение в данном направлении вовсе незначительно.

Привлекает к себе особое внимание переменная *BR Aqr*. Она занимает галактическую широту —66° и и ее избыток цвета выражается числом $0^m.64$. Звезда очень хорошо удовлетворяет линейным элементам, данным в ОКПЗ, так что определение цвета произведено точно в максимуме блеска. Нам представляется, что в данном случае причину столь большого покраснения света нужно искать в самой звезде. По всей вероятности, переменная *BR Aqr* не является короткопериодической цефеидой. Она требует дальнейшего исследования, в первую очередь—спектрального.

В направлениях *DZ Peg* ($l=69°.9$, $b=-41°.9$) и *U Tri* ($l=106°.3$, $b=-26°.5$) избирательное ослабление света на протяжении 2000 парсеков совсем не обнаруживается. В районе *U Tri* наблюдается, по подсчетам Шейна [20], повышенное число галактик.

Короткопериодическая цефеида *RX Cet* в нашем случае занимает самую высокую южную галактическую широту ($-78°$). Покраснение в этом направлении совсем незначительное.

Направления *RR Cet* ($l=113°.3$, $b=-59°.0$), *SS Psc* ($l=101°.0$, $b=-40°.0$) и *RX Eri* ($l=181°.7$, $b=-32°.4$) характеризуются незначитель-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

ным покраснением света. Избытки цвета этих звезд на 100 парсеков меняются в пределах $0^m.01 - 0^m.04$.

Весьма заметное поглощение наблюдается в направлениях на *RZ Cet* ($l=146°.9$, $b=-58°.8$, *SS Tau* ($l=148°.1$, $b=-37°.2$) и *SW And* ($l=84°.4$, $b=-32°.9$).

Переменная *RV Ari* является второй звездой в нашем случае, в южном галактическом полушарии, которая обращает на себя особое внимание как аномально красная. Ее избыток цвета превышает величину 0^m75.

В этом случае мы склонны приписать самой звезде значительную часть покраснения.

Цефеида *AT And* ($l=78°.0$, $b=-18°.1$) располагается не очень далеко от галактического экватора. Видимое распределение звезд на карте № 27 атласа Росса и Кальверт на большой площади неба вокруг переменной однородно. Тем не менее, звезда является значительно покрасневшей, избыток цвета на 700 парсеков равен $0^m.29$.

Таким образом, мы исчерпали все направления нашего каталога данного полушария.

§ 7. Зависимость избытка цвета от галактической широты. Представляет собой определенный интерес выяснение вопроса об изменении среднего избытка цвета звезд в зависимости от галактической широты, по данным нашего материала. В обзорной части настоящей работы говорилось, что средняя плотность избирательно-поглощающей среды уменьшается по мере удаления от галактического экватора. Этот факт является твердо установленным, и в этом смысле, конечно, от данных нашего каталога цветовых избытков ничего нового ожидать нельзя. Но, все же, исследования подобного рода необходимы хотя бы потому, что они могут служить до некоторой степени качественной проверкой используемого материала.

Мы разделили Галактику по широте на 3 зоны по 30 градусов каждая. Ограничение сравнительно большими интервалами галактических широт обусловлено малым количеством звезд. Для цефеид, попадающих в каждую зону, находились средние галактическая широта b, Z-координата и избыток цвета. Результаты представлены в таблице III.

Таблица III

Галактическая зона	Средняя галактическая широта	Средняя z—коорд.	Избыток цвета на 100 пс	Число звезд
00° 0—30°.0	15 7	285	$0.^m09$	35
30°.1—60°.0	45 1	730	0. 04	46
60° 1 -90°.0	73 8	1300	0. 01	21

В таблице IV содержатся значения этих же характеристик, вычисленные отдельно для цефеид северных и южных полушарий только для двух первых зон. Звезды из третьей зоны в данном случае не рассматриваются, так как почти все они расположены в северном галактическом полушарии.

Как видим, покраснение для рассматриваемых зон как будто больше на южной стороне от галактического экватора. Однако, этот результат является следствием селекции материала. Действительно, рисунок 7 показывает, что распределение исследуемых звезд в северном галактическом полушарии более или менее равномерное, в то время как в южном

Таблица IV

Галактическая зона	Средняя широта		Средняя z—координата		Избыток цвета на 100 пс		Число звезд	
	с	ю	с	ю	с	ю	с	ю
00 °0 – 30°.0	15° 3	16° 0	280	300	0^m09	0^m10	21	14
30.°1 — 60°.0	40° 0	43° 1	750	725	0^m03	0^m05	20	20

полушарии они в основном сосредоточены между галактическими долготами $l=290°—90°$. Если взять звезды, ограниченные этими долготами, то получим данные, приведенные в таблице V.

Таблица V

Галактическая зона	Средняя широта		Средняя z—координата		Избыток цвета на 100 пс		Число звезд	
	с	ю	с	ю	с	ю	с	ю
00° 0—30° 0	17° 7	18° 1	343	315	0^m10	0^m10	18	13
30° 1—60° 0	44° 3	39° 2	686	673	0 .04	0 04	19	15

Как видим, для этих частей Галактики картина совершенно одинакова. Вообще, нужно признать, что для исследования асимметрии распределения поглощающего вещества наш материал недостаточен. Наконец, отметим, что согласно нашего каталога, средний избыток цвета по всем звездам выражается числом $0^m.05$ на 100 парсеков.

§ 9. Определение параметров формулы Паренаго. В первой главе настоящего исследования мы отмечали, что П. П. Паренаго, допуская, что изменение плотности темной материи следует экспоненциальному закону, определенному функцией вида.

$$D(z)=D(o)\ e^{-\frac{z}{\beta}},$$

получил для общего поглощения формулу:

$$A(r_1 b)=\frac{a\beta}{\sin b}\left(1-e^{-\frac{r\sin b}{\beta}}\right), \tag{1}$$

где a есть поглощение на килопарсек или строго в галактической плоскости или при плотности, равной плотности D в галактической плоскости; β есть полутолщина поглощающего слоя, если бы его плотность была всюду равна плотности в галактической плоскости.

В Советском Союзе эта формула широко применяется в статистических исследованиях. За последнее время теорией Паренаго начали пользоваться и зарубежные астрономы. Для примера можно указать на работы Зонна [72], Стиббса [130] и других.

Представляет большой интерес получение значений параметров a и β для многих отдельных направлений на основе наблюдательного материала. Е. К. Харадзе [1] по данным своего каталога получил, что среднее значение a равно 3.26 зв. величины, а среднее значение параметра β оказалось равным 100 пс.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Но в нашем случае, поскольку мы не располагаем кривыми поглощения, невозможно определение a и β одновременно для индивидуальных направлений, по методу Паренаго, как это сделал, например, Харадзе. Однако, можно сделать попытку определения средних значений параметров поглощения для различных галактических зон, разделенных по широте.

Так как в формуле Паренаго зависимость между a и β нелинейная, то для нахождения средних значений параметров по способу наименьших квадратов необходимо разложить в ряд основную формулу. Если ограничиться членами первого порядка, получим:

$$A(r_1 b)=\frac{a_0\beta_0}{\sin b}\left(1-e^{-\frac{z}{\beta_0}}\right)+\frac{\beta_0}{\sin b}\left(1-e^{-\frac{z}{\beta_0}}\right)(a-a_0)+$$

$$+\left[\frac{a_0}{\sin b}\left(1-e^{-\frac{z}{\beta_0}}\right)+\frac{a_0 z}{\beta_0\sin b}e^{-\frac{z}{\beta_0}}\right](\beta-\beta_0),$$

или

$$\frac{\beta_0}{\sin b}\left(1-e^{-\frac{z}{\beta_0}}\right)(a-a_0)+\frac{a_0}{\sin b}\left(1-e^{-\frac{z}{\beta_0}}+\frac{z}{\beta_0}e^{-\frac{z}{\beta_0}}\right)(\beta-\beta_0)+$$

$$+\frac{a_0 b_0}{\sin b}\left(1-e^{-\frac{z}{\beta_0}}\right)-A(r_1 b)=0. \qquad (2)$$

Введем следующие обозначения:

$$a-a_0=x,$$
$$\beta-\beta_0=y,$$

$$\frac{\beta_0}{\sin b}\left(1-e^{-\frac{z}{\beta_0}}\right)=m,\quad \frac{a_0}{\sin b}\left(1-e^{-\frac{z}{\beta_0}}+\frac{z}{\beta_0}l^{-\frac{z}{\beta_0}}\right)=n,$$

$$\frac{a_0\beta_0}{\sin b}\left(1-e^{-\frac{z}{\beta_0}}\right)-A(r,b)=l.$$

После этого уравнение (2) принимает вид

$$mX+nY+l=0. \qquad (3)$$

Системы таких условных уравнений были составлены для трех галактических зон: 0°—30°; 30°—60° и 60°—90°, и так они решались способом наименьших квадратов путем последовательных приближений. Для первой зоны за исходные значения параметров были взяты $a_0=4^m.0$ и $\beta_0=100$ пс. A и Z брались из таблицы 10. Решение 34 условных уравнений дало:

$$a=3^m.4\ \pm0^m.7;\ \beta=140\pm28 \text{ пс.}$$

Значение a хорошо согласуется с определениями П. П. Паренаго, Е. К. Харадзе, Зонна и др.

Коэффициенты m и n, составленные для звезд двух остальных зон, оказались, из-за незначительного влияния экспоненциальных членов, приблизительно пропорциональными, с точностью до четвертого знака. В таком случае, как известно, уверенное разделение неизвестных не-

удается. По этой причине, мы не могли получить средние значения a и β для зон 30°—60° и 60°—90° указанным способом. Однако, можно для них определить один из этих параметров, считая другой известным. Мы предприняли определение β поскольку в свете последних работ можно заключить, что значение a установлено довольно надежно. Принимая в выражении (2) $a=a_0=3^m.5$ на килопарсек, мы получили

для 30°—60° $\beta=112$ пс и

для 60°—90° $\beta=92$ пс.

Таким образом, в пределах ошибок определения β (около 20%) ее значение для всей Галактики, согласно нашему материалу, остается постоянным (100 пс).

Выводы

В первой главе подробно изложена цель настоящего исследования, обоснована постановка задачи и показана ее актуальность в свете интересов современной звездной астрономии.

В результате довольно трудоемкой, почти пятилетней наблюдательной работы мы составили каталог показателей цвета 102 короткопериодических цефеид в максимумах блеска, анализ которого привел нас к выводам двоякого рода.

Выводы первого рода относятся к самим короткопериодическим цефеидам.

Они сводятся к следующему.

1. При рассмотрении вопроса о нормальных цветах, мы ссылались на исследования, в которых имеются определенные указания на неоднородность подсистемы короткопериодических цефеид. Мы могли убедиться, что подавляющее большинство короткопериодических цефеид образуют сферическую составляющую Галактики. Представители же плоской подсистемы не превышают 20% от общего числа звезд данного типа. Было отмечено также, что надежные критерии для подразделения звезд еще не установлены. Все эти работы опираются на исследования спектров или пространственных и кинематических характеристик звезд. Что касается колориметрических работ по короткопериодическим цефеидам, то нужно признать, что в должном масштабе они не предпринимались до последнего времени. Между тем, как нам представляется, и цветовые данные могут играть важную роль при отнесении звезд к той или иной группе. Однако, сделать какие-нибудь выводы относительно однородности звезд по цветам на низких и умеренных галактических широтах весьма затруднительно из-за наличия в межзвездном пространстве неравномерного поглощения света. Но, показатели цвета короткопериодических цефеид, находящихся на высоких галактических широтах, где покраснение света совсем незначительное, могут доставить ценные сведения о физической природе этих звезд.

19 короткопериодических цефеид нашего каталога имеют галактические широты, превышающие +60 градусов. Из этого числа мы использовали показатели цвета 16 звезд для вывода нормального цвета. Их среднее значение оказалось равным —0.20 с дисперсией ±0.05. Из последней величины мы заключили, что данная группа короткопериодических цефеид является довольно однородной. Переменные *RR CVn*, *TV Boo* и *UV Vir* выделяются своими аномальными цветами. Они, повидимому, имеют весьма интенсивную радиацию в фотографическом участке спектра.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Таким образом, согласно нашему материалу, и совокупность короткопериодических цефеид, входящих в сферическую составляющую Галактики, является смесью объектов, находящихся в различных физических состояниях, но среди них, по крайней мере, 80% звезд образуют однородную по цветовой характеристике группу.

Короткопериодические цефеиды *BR Aqr*, *RV Ari* и *RZ Cep* характеризуются слишком большими показателями цвета. В этих случаях мы склонны приписать значительную часть покраснения самим звездам. Быть может, они вовсе не являются звездами типа *RR* Лиры. Мы намерены особо исследовать спектроскопически—на новом менисковом телескопе нашей обсерватории— выявленные нами, аномальные по цвету звезды.

2. В результате более точного учета поглощения света, средняя абсолютная величина 47 короткопериодических цефеид оказалась равной $+0^m.2 \pm 0.^m2$. Принимая в расчет также и определения П. П. Паренаго (динамическое и на основе тригонометрических параллаксов), за среднюю абсолютную величину короткопериодических цефеид следует принять величину $+0^m.$ [illegible].

Вообще, точность средних параллаксов в значительной степени зависит от точности и однородности шкал используемых звездных величин. Нужно признать, что такой шкалы для короткопериодических цефеид пока еще не существует. Из нашего списка 35 звезд вовсе не имеют фотографических величин в ОКПЗ. В будущем, для успешного решения вопроса о нуль-пункте зависимости кривой период-светимость для цефеид, наряду с улучшением определения собственных движений короткопериодических цефеид, должна быть получена и однородная система их фотографических величин.

Выводы второго характера относятся к поглощению света в Галактике. Выше неоднократно отмечалось, что в соответствии с основной задачей звездной астрономии, главная цель настоящего исследования заключалась в изучении избирательного поглощения света в Галактике в различных ее направлениях. В параграфах 5, 6, 7 третьей главы довольно подробно рассмотрены все звезды нашего каталога по отдельности. Здесь мы приведем результаты более или менее общего характера. Они сводятся к следующему.

1. Согласно нашему материалу, значительное покраснение света на средних и высоких галактических широтах не является редким явлением, что свидетельствует о наличии отдельных рассеивающих облаков и на больших удалениях от галактической плоскости. Примерами могут служить короткопериодические цефеиды. *EH Lib*, *RV CrB*, *ST Boo*, *AR Her*, *TV Leo*, *SZ Leo*, *DH*, *BH* и *DY Peg* и другие.

2. Избытки цвета значительны и в тех направлениях неба, которые не носят явных следов потемнения. Примерами могут служить переменные: *BD Her*, *HU Cas*, *RZ Lyr*, *EZ Lyr*, *DX Del*, *DE Lac* и другие.

3. Наш материал не дает возможности исследовать распределение избирательно поглощающего вещества на малых участках неба, в виду того, что исследуемые звезды сильно разбросаны по галактическим долготам и широтам. Все же, цефеиды *EZ* и *RZ Lyr*, *DE* и *CQ Lac*, *SW* и *CP Aqr*, *AA* и *V 341 Aql*, находятся сравнительно близко друг к другу. Судя по их избыткам цвета, избирательное поглощение в этих участках клочковато и неравномерно.

4. Показано, что большие области неба с центрами $l=345°$, $b=+45°$ и $l=35°$, $b=-30°$ характеризуются весьма неравномерным распределением поглощающего вещества.

5. Звезды *Y Lyr*, *XX Cyg*, *CQ Lac*, *CK Del*, *AA Aql* и другие располагаются недалеко от галактического экватора, но они характеризуются незначительным покраснением света. Это вполне согласуется с представлением о клочковатой структуре поглощающего вещества.

Можно высказать также следующее предположение. Как мы убедились, среди звезд типа RR Лиры существуют такие, которые обладают более интенсивным излучением в фотографическом участке спектра. Некоторое количество подобных звезд должно встречаться и на низких галактических широтах. Небольшое видимое покраснение таких звезд, естественно, не может указывать на разрежение рассеивающего вещества в этих направлениях. Может быть, перечисленные звезды принадлежат к таким «аномальным» цефеидам. В свете сказанного, они заслуживают специального исследования—спектроскопического и фотометрического.

6. В зону избегания попадают лишь шесть звезд нашего списка *ST Oph*, *BD Her*, *BN Vul*, *RZ Cep*, *HU Cas*, *AR Per*, которые сильно разбросаны по долготам (350°—130°). Как и можно было ожидать, все они отягчены сильным покраснением света. При этом поглощение не равномерно. Избытки цвета заключены в пределах $0^m.38-0^m.68$.

7. Средний избыток цвета на 100 парсеков по всем короткопериодическим цефеидам нашего каталога получается равным 0.05 зв. величины. Для исследования асимметрии распределения поглощающего вещества наш материал недостаточен.

8. Вычислялись средние значения параметров a и β формулы поглощения Паренаго для трех галактических зон 0°—30°, 30°—60°, 60°—90°, разделенных по широте. Для первой зоны получен результат $a=3^m.4$ на килопарсек и $\beta=140$ парсеков. Предполагая $3^m.5$ на килопарсек для двух остальных зон, β оказалась равной 112 и 92 парсекам, соответственно. Учитывая ошибки определения β по нашему материалу, ее значение для всей Галактики можем считать практически постоянным.

Май, 1957

ЛИТЕРАТУРА

1. Харадзе Е. К., Каталог показателей цвета 14000 звезд и исследование поглощения света в Галактике на основе цветовых и быстрых звезд. Бюлл. Абаст. Обс., 1952, 12.
2. Тихов Г. А. Об изысканиях избирательного космического поглощения света. Изв. Рус. Астр. Общ., 1910, 16, № 3, 90—105.
3. Воронцов-Вельяминов Б. А., Photographic magnitudes of globular clusters, AN, 1929, 236, 1—8.
4. Воронцов-Вельяминов Б. А., On the determination of lighs absorption in space from the physical characteristics of globular clusters, AN, 1930, 237, 381—384.
5. Trumpler R. T., Preliminary results on the distanses, dimensions and space distribution of open star clusters, Bull. Lick Obs., 1930, 14, № 420, 154—188.
6. Паренаго П. П., Кукаркин Б. В., Флоря Н. Ф., Система шаровых скоплений, Труды ГАИШ, 1949, 16, 47—70.
7. Бархатова К. А., Поглощение света и диаметры рассеянных звездных скоплений, АЖ, 1949, 26, 251—259.
8. Wolf M., Ueber den dunklen Nebel NGC 6960. AN, 1923, 219, 109—111.
9. Лавдовский В. В., Исследование темных туманностей в созвездиях Близнецов и Ориона по звездным подсчетам, Изв. Пулк. Обс., 1941, 16, (4), № 133.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

10. Огородников К. Ф., Теоретический анализ метода Вольфа звездных подсчетов в темных областях, ДАН СССР, 1938, 19, № 1, 41—44.

11 Bottlinger K. F., Schneller H., Ueber die interstellare absorption innerhalb der Milchstrasse, Zs Aph, 1930, 1, 339—342.

12. Мельников О. А., Спектрофотометрия звезд δ Цефея и η Орла и К-эффект для цефеид, Труды Пулк. Обс., 1950, 64, сер. II.

13. Joy A. H., Rotation effects, interstellar absorption and certain dynamical constants of the Galaxy determined from Cepheid variables, AphJ, 1939, 89, 356—376.

14. Тихов Г. А., Об изысканиях избирательного космического поглощения света, Изв. Рус. Астр. Общ., 1910, 16, № 1, 1—15.

15. Дейч А. Н., Определение поглощения света в темных туманностях по собственным движениям звезд, Изв Пулк. Обс., 1948, 17, № 141, 89—96.

16. Hubble E, The distribution of the extra-galactic nebulae, AphJ, 1934, 79, 8—76.

17. Oort J. H., Absorption and density distribution in the Galactic system, BAN, 1938, 8.

18. Vaucouleurs G, Evidence for a local supergalaxy. AJ, 1953, 58, № 1, 30—32.

19 Shapley H, A Test for High latitude absorption as a factor in the distribution of galaxies, PASP, 1953, 65, № 386, 237—241

20. Shane C. D., Wirtanen C. A, The distribution of extragalactic nebulae. AJ, 1954, 59, № 8, 285—314, Shane C. D, The distribution of extragalactic nebulae, AJ, 1956, 61, № 7, 202—299

21. Паренаго П. П., О темных туманностях и галактическом поглощении света, АЖ, 1940, 17, № 4, 1—20.

22 Паренаго П. П, О межзвездном поглощении света, АЖ, 1945, 22, 129—150.

23. Кочлашвили Т. А., Торонджадзе А. Ф., Метод определения плоскости симметрии поглощающей материи и вопрос о зависимости β от z в формуле поглощения, АЖ, 1954, 31, 387—393

24. Stebbins J, Huffer C. M. Whitford A. E. Colours of 1332 B—stars. AphJ. 1940, 91, 20—50 и друг.

25. Schalen C., Note on colour excesses in the cluster NGC 663 and its surroundings. Uppsala Medd, 1931, № 53

26. Герасимович Б П, Курс Астрофизики и звездной астрономии, т. II, ОНТИ, 1936, 534.

27. Амбарцумян В. А., Горделадзе Ш Г, Проблема диффузных туманностей и космическое поглощение, Бюлл. Абаст Обс., 1938, 2, 37—68

28. Шайн Г А, Пространственное покраснение и распределение яркости в Млечном Пути, АЖ, 1937, 14, 293—300.

29 Кукаркин Б. В., Селективное и общее поглощение в плоскости Млечного Пути, АЖ, 1940, 17, № 1, 13—17

30. Никонов В Б, Опыт построения фундаментального каталога фотоэлектрических цветовых эквивалентов звезд спектральных типов B8 и B9, Бюлл. Абаст Обс., 1953, 14.

31. Быстрова Н В, К вопросу о постоянстве или различии формы кривых межзвездного поглощения в различных участках неба, АЖ, 1956, 33, 563—567.

32. Binnendijk L., The space distribution of interstellar material in the Milky Way, AphJ, 1952, 115, 428—458

33. Beals C. S, Oke J B., Molecules of gas and grains of dust in interstellar space, JRA Soc. Canada 46, 41—56.

34. Münch G., Galactic structure and the distribution of interstellar gas PASP, 1953. 65, 179—184.

35 Шайн Г. А., Газе В. Ф., О преимущественной ориентации волокон и других структурных деталей в газовых туманностях, ДАН СССР, 1952, 82, 857—860.

36. Паренаго П. П., Курс звездной астрономии, III, Москва, 271.

37 Амбарцумян В. А., Мустель Э. Р, Северный А. В., Соболев В. В., Теоретическая астрофизика, под ред. В А. Амбарцумяна, Москва, 1952, 584.

38 Gleissberg W., Interstellare diffusion als Ursache der Farbenexzesse, AN, 1932, 246, 329—340.

39. Мельников О. А., Покраснение ранних с-звезд и закон космического поглощения, Пулк. Цирк., 1937, № 21, 1—14.

40 Rudnick J., On reddening in B—type stars, AphJ, 1936, 83, 394—400.

41. Кукаркин Б В., Селективное и общее поглощение в плоскости Млечного Пути, АЖ, 1940, 17, 13—17.

42 Stebbins J., Huffer C M. Whitford A E, Space reddening in the Galaxy, AphJ, 1939, 90, 209—229.

43 Stebbins J., Whitford A. E., Six-color photometry of stars. 1 The law of space reddening from the colors of O and B stars, AphJ, 1943, 98, 20—32

44 Divan L, Recherches sur la loi d'absorption de la poussiere interstellaire et sur le spectre continu des etoiles O et B, Ann d'Astrophys. 1954. 17, 456—540.

45 Baade W, Minkowski R, The Trapezium cluster of the Orion nebula, AphJ, 1937, 86, 119—122

46 Baade W., Minkowski R, Spectrophotometric investigations of some O— and B—type stars connected with the Orion nebula. AphJ. 1937 86, 123—135.

47. Johnson H. L., Morgan W W, Some evidence for a regional variation in the law of interstellar reddening, AphJ 1955 122, 142—145

48 Schalen C, Spectrophotometry with a Schmidt telescope A study of different colour-equivalents and the law of space reddening, Uppsala Astr Obs. Ann, 1951, 3, Nr. 5.

49 Van-Rhijn P. J, The dependence of interstellar absorption of light on the wavelength, BAN 1953, 12, № 441 1—6

50. Borgman J, The dependence of interstellar absorption of light on the wavelength, BAN, 1954, 12, № 457, 201—209

51 Мирзоян Л. В., К вопросу о законе космического поглощения, Изв АН Арм. ССР, 1952, 5, № 6, 25—37.

52. Struve O, La constitution des nebuleuses par reflexion Ann. d'Aph, 1938, 1. 143—172.

53 Schalen C, Ueber Probleme der interstellaren Absorption, Uppsala Medd., 1936, № 64

54 Кочлашвили Т А., Фотовизуальные величины 1813 звезд и избирательное поглощение света в трех участках Млечного Пути М 34, М 35 и Cirrus Бюлл Абаст Обс, 1950, 11, 19—72

55 Амбарцумян В. А., Флюктуации в числе внегалактических туманностей и галактическое поглощение, Бюлл Абаст. Обс, 1940, 4, 17—23.

56 Кукаркин Б. В, Оптическая толщина селективного поглощения элементарной темной туманности, ДАН СССР, 1944, 42, № 6, 251.

57. Маркарян Б. Е., Флюктуации в видимом распределении звезд и космическое поглощение, Сообщ Бюрак. Обс., 1946, № 1.

58. Амбарцумян В. А., Подсчеты внегалактических туманностей и галактическое поглощение, ДАН Арм. ССР, 1947, 6, № 4, 105—109.

59. Shapley H, Thirty-six thousand galaxies in the south polar cap. HA, 1937, 105, 137—208.

60. Хабибуллин Ш. Т, Флюктуации в числах звезд, приведенных к галактическому полюсу и межзвездное поглощение света, АЖ, 1949, 27, 105—109.

61. Агекян Т. А., О флюктуациях в видимых распределениях галактик, АЖ, 1955, 32, 416—424

62. Паренаго П. П., Строение Галактики, Усп. Астр. Н., 1948, 4, 69—171.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

63 Oort J. H., van de Hulst H. C., Gas and smoke in interstellar space, BAN, 1946, 10, 187—204.

64 Strömgren B., On the density distribution and chemical composition of the interstellar gas, AphJ, 1948, 108, 242—275.

65. Mc Crea W H, The size of interstellar clouds, Observatory, 1950, 70, 100—103

66. Маркарян Б. Е., Распределение звезд и космическое поглощение в направлении галактических полюсов, ДАН Арм. ССР, 1946, 4, № 1.

67. Вашакидзе М. А., Изучение галактического поглощения света по избыткам цвета внегалактических туманностей и долгопериодических цефенд и другими методами, Бюлл. Абаст. Обс., 1953, 13.

68. Фесенков В Г., К вопросу об общей массе поглощающей материи в галактической системе, ДАН СССР, 1940, 28, 590—592.

69. Stebbins J, Huffer C. M., Whitford A E, The mean coefficient of selective absorption in the Galaxy, AphJ, 1940, 92, 193—199.

70 Хавтаси Д. Ш., К статистическому изучению темных туманностей, Бюлл Абаст Обс., 1955, 18, 29—114

71 Бадалян Г. С., Определение показателей и избытков цвета галактических цефенд Сообщ. Бюраканск. Обс, 1956, вып. 17, 3—26

72 Zonn W, Determination of interstellar absorption based on Elvius' catalogue of Kapteyn's Selected Areas, Acta Astronomica, 1956, 6, 1 34—37

73. Adolfsson T, A spectrophotometric investigation into bright and dark regions in Taurus. Part III The distribution of obscuring material. Arkiv astron, 1954, 1 № 5, 495—529.

74. Franklin A, Analysis of a dark nebula in Cygnus, AJ 1955, 60, 351—355

75 Bok J, Connolly S. J, Star counts for the section between galactic longitudes 160° and 173°, AJ, 1954, 59, 384—387.

76 Bok J. Palomar-Schmidt star counts for two heavily obscured fields, AJ. 1956, 61, 300—316.

77 Spitzer L. Lautman D A, The distribution of interstellar sodium and calcium, AphJ, 1956 123, 363—366.

78. Voigt H H, The interstellar sodium lines in a region of Scutum, PASP, 1956 68, № 400, 46—54.

79 Амбарцумян В А, К теории флюктуаций в видимом распределении звезд на небе, Сообщ, Бюрак Обс, 1951, выпуск VI.

80. Chandrasekhar S. Münch G The theory of the fluctuations brightness of the Milky Way III. AphJ. 1951, 114, 110—122.

81 Маркарян Б Е, К вопросу о флюктуациях в видимом распределении звезд, Изв АН Арм ССР, 1954, 7, № 3, 33—34

82. Торонджадзе А. Ф., О зависимости от избытка цвета множителя, переводящего селективное поглощение в полное АЦ, 1956, № 167, 11—12.

83 Stebbins J., Whitford A E, Photometric magnitudes and colors of extragalactic nebulae. AphJ, 1937, 86, 247—273.

84 Velghe A G. Studies of dark nebulae based on truncation distribution of stars, AJ, 61, 241—253

85. Горделадзе Ш. Г, Харадзе Е. К, Исследование анаберрационной камеры Шмидта, Бюлл Абаст Обс, 1938, 3, 133—140.

86 Кукаркин Б В., Паренаго П. П, Общий каталог переменных звезд, Изд-во АН СССР, М.—Л, 1948

87 Кукаркин Б В, Паренаго П. П., Стандартные кривые блеска цефенд, АЖ. 1937, 14, 181—192

88. Бадалян Г С., Долгопериодические цефенды и избирательное поглощение света в Галактике, Сообщ. Бюраканск. Обс, 1949, вып 3.

89. Паренаго П. П., AP Herculis — долгопериодическая цефенда с необычными изменениями периода, Пер. зв., 1951, 8, 204—212, Кукаркин Б В, Долгопериодическая цефенда CP Cephei, Пер. зв, 1952, 8 478—479, и друг.

90. Struve O., The spectra of the Cepheid Variables, Observatory, 1944, 65. 257—273.

91. Code A. D., A note on the period—spectrum relation among cepheids, AphJ, 1947, 106, 309—311.

92. Iwanowska W., A spectrophotometric study of RR Lyrae type variables. Torun. Bull, 1953, 11.

93. Вашакидзе М. А., Харадзе Е. К., Об одном способе определения колориндексов слабых звезд, Сообщ. Груз. фил. АН СССР, 1940, 1, № 9, 673—676.

94. Мартынов Д. Я., Анаберрационный шмидтовский телескоп астрономической обсерватории им. В. П. Энгельгардта, Изв. АОЭ, 1951, № 27, 53—75.

95. Алания И. Ф., Индивидуальные моменты максимумов короткопериодических цефенд, АЦ, 1954, 146, 14.

96. Алания И. Ф, Индивидуальные моменты 40 звезд типа RR Лиры. АЦ, 1956, 173, 20—21.

97. Бартая Р. А., Определение спектральных абсолютных величин слабых звезд типов B5—A7, Бюлл. Абаст. Обс., 1953 37—106

98. Seares F H, Joyner M. C, Revised standards of color index for polar stars, Aph J, 1945, 101. 15—35

99. Мегрелишвили Т. Г., Изучение некоторых физических свойств высоких слоев атмосферы методом электроколориметрии сумерек, Бюлл. Абаст. Обс., 1948, 9,

100. Каландадзе Н. Б., Определение абсолютных величин слабых звезд поздних спектральных классов (G и K) по спектрам, полученным с объективной призмой, Бюлл. Абаст. Обс., 1949, 10, 63—123.

101. Seares F. H., Ross F. E., Joyner M. C., The catalogue of magnitudes and colors north of +80°, Publ Carnegie Inst, 1941, № 532.

102 King I., A note on the concept of effective wave length, AphJ, 1952, 115, 580—582.

103. Паренаго П. П, Исследование различных зависимостей у цефенд, Пер. Зв. 1954, 10, 193—235.

104. Munch G., Terrazas L. R, The spectrum of cluster—type cepheids, AphJ, 1946, 103, 371—374.

105. Joy H. Spectra of the brighter variables in globular clusters. AphJ, 1949, 110, 105—116

106 Кукаркин Б. В., Исследование строения и развития звездных систем на основе изучения переменных звезд, Москва—Ленинград, ГИТТА, 1949.

107. Павловская Е. Д., Определение средней абсолютной величины и исследование кинематики короткопериодических цефенд, Пер. Зв. 1953, 9, 349—370.

108 Robert M., Sandage A., The region of instability for RR Lyrae stars in the color-magnitude diagram for M3, AJ, 1955, 60, 185—197.

109. Gratton L., Lavagnino C J., Spektrographische beobachtungen des veränderlichen AI Velorum, Zs Aph, 1953, 32, 69—90.

110. Stebbins J, Separation of the variations in area and in surface brightness of RR Lyrae, Delta Cephei, and Eta Aquilae, with applications to the period-luminosity relation, PASP, 1953, 65, 118—131.

111. Robert M., A photometric study of RR Lyrae, AJ, 1954, 59, 185.

112. Fringant A M, Sur la classification spectrale de RR Lyrae, CR, 1953, 237, 225—226.

113. Shapley H, AJ, 1918, 48, 89.

114. Кукаркин Б. В, Форма кривой «период-светимость» у долгопериодических цефенд, АЖ, 1937, 14, 125—129.

115. Кукаркин Б. В., Форма зависимости между периодом и светимостью у переменных звезд. П. 3, 1949, 7, 57—68.

116. Мельников О. А., Космическое поглощение по долгопериодическим цефендам в связи с вопросом о нуль-пункте «период-светимость», Бюлл Абаст. Обс., 1945, 8, 65—69.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

117. Baade W., Trans. IAU, 1954, 8, 397—399.

118 Thackeray A. D., Wesselink A. T., Distances of the Magellanic Clouds, MN ASSA, 1953, 12, 33—34.

119. Shapley H, Note on the extragalactic distance scale, AJ, 1953, 58, 227—228

120. Филин А. Я., О нуль-пункте зависимости «период-светимость» для долгопериодических цефеид, Бюлл. Сталинабад. астроном. Обс., 1954, № 10, 14—19.

121. Blaauw A., Morgan H R., On the luminosities of the nearest Cepheids. BAN, 1954, 12, 95—98.

122. Weaver H., The distance to the galactic center and the zero point of the Cepheid period-luminosity relation, AJ, 1954, 59, 375—384.

123. Копылов И. М., Определение расстояний до внегалактических туманностей по Новым звездам, Изв. Крымск. Обс., 1955, 13, 76—81.

124. Копылов И. М., Кумайгородская Р. Н., Параметры подсистем и абсолютные величины долгопериодических цефеид, Изв Крымск. Обс., 1955, 15, 169—189.

125. Паренаго П. П., Плотность материи в окрестностях Солнца и динамическое определение средней абсолютной величины короткопериодических цефеид, АЖ, 1954, 31, 425—428.

126. Strömberg G., Computation of mean parallaxes, mean absolute magnitudes, and mean distances for groups of stars from components of the proper motions, ApJ, 1936, 84, 555—567

127. Ross F. E, Calvert M., Atlas of the Northern Milky Way, Chicago, 1934.

128. Kūnu R. Der Licht und Farbwechsel einiger RR Lyrae—Sterne, AN, 1951, 279, 241—252.

129. Seares F H., Joyner M. C, Discussions of color index and spectral type, Aph J. 1943, 98, 261—301.

130. Stibbs D. W. The intrinsic colours of galactic cepheid variables, MN, 1955, 115, 323—337

INVESTIGATION OF THE SELECTIVE LIGHT ABSORPTION IN THE GALAXY ON THE BASE OF COLOUR EXCESSES OF *RR* LYRAE TYPE STARS

J. PH. ALANIA

The paper aims to study the selective light absorption in various directions in the Galaxy, on the base of colour excesses of RR Lyrae type stars.

The variables were photographed with the 40-cm Schmidt camera through BG3 and GG11 light filters on Isochrom films.

Since the variables of this type change their colours with the variations of light, the colour indices were determined at maximum brightness moments. The negatives were standardized by North polar sequence stars.

The colour indices obtained were reduced to the zenith distance of the Pole by the formula:

$$m = 0.30 - 0.20\,F(Z).$$

The mean quadratic error of a single colour indice is equal to $\pm 0^m.05$. The colour indices were reduced to the international system by the formula.

$$CI_{int} = -0.029 - 0.006\,(10.0 - m) + 0.909\ CI_{кпв}$$

An average colour index of stars having galactic latitudes above 60° was used as normal colour. The observations showed that 80% of these stars form a homogenous group of colour characteristics.

The absence of correlation between a period and colour index was discussed.

A mean absolute magnitude of 47 RR Lyrae type stars was determined on the base of proper motions by E. Pawlowskaja.

A more accurate reduction for light absorption gave

$$\overline{M} = +0^m.2 \pm 0^m.2$$

All the stars of our catalogue were studied from the view-point of interstellar reddening. General conclusions were derived.

The parameters of the absorption formula by Parenago were determined for the three galactic zones: 0—30°, 30—60° and 60—90°.

May, 1957.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 23, 1958
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ, № 23, 1958

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ЧЕТЫРЕХ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗВЕЗД

М. В. ДОЛИДЗЕ

В программу наблюдений нестационарных звезд Абастуманской обсерватории на 1951—52 гг. были включены звезды *P* Лебедя и три звезды типа Вольф-Райе [1]. В настоящей статье приводятся результаты их спектрофотометрического исследования. В основном, они касаются фотометрии непрерывного спектра, а именно, вопроса о распределении энергии в непрерывных спектрах. Рассмотрены также изменения спектра *P* Лебедя с течением времени. Большое количество исследований, которое было выполнено для этих интересных объектов неба, ясно показывает, что исследование спектральных особенностей и происходящих с течением времени изменений спектра и блеска нестационарных звезд возможно лишь на основе регулярных и одновременных спектроскопических и электрофотометрических наблюдений. Кроме того, неопределенность абсолютных величин, расстояний и избытков цвета нестационарных звезд вызывает разногласие в определении истинного цвета и спектрофотометрической температуры. Мы попытались охарактеризовать излучение в фотографическом участке спектра, используя последние данные для этих величин.

Что же касается наблюдений *P* Лебедя, то мы старались по возможности вести их одновременно с производящимися в обсерватории электрофотометрическими наблюдениями этой звезды. Это дало нам возможность сравнить между собой блеск и спектрофотометрические градиенты *P* Лебедя.

Наблюдения указанных нестационарных звезд велись на призменной камере (D=20 см, F : 5, преломляющий угол призмы 15°.5). Дисперсия спектрограмм равна 147 Å/мм около $H\gamma$. На снимках, сделанных на пластинках Агфа Астро, Агфа Астро—панхроматических и частично на пластинках Ильфорд Зенит, был обработан участок спектра от 3790 Å до 4600 А и, дополнительно, для *P* Лебедя—λλ 5100—6300 Å. Время выдержки равнялось—3, 5, 20 и 75 мин. Спектры были расширены на 0.3—0.5 мм. Звезды сравнения были выбраны на расстоянии не больше 2° от нестационарных звезд, поэтому влияние атмосферного ослабления света в данном случае не учитывалось. Калибровка спектрограмм была сделана в лаборатории на спектрографе Тепфера со ступенчатой щелью. Пластинки проявлялись метоло-гидрохиноновым проявителем в течение 8—10 мин. Все спектрограммы были обработаны на термоэлектрическом саморегистрирующем микрофотометре с увеличением 25. На рис. 1 приводится микрофотограмма *P* Лебедя; увеличение в 7 раз,

---

* Настоящая и последующая (стр. 81) работы составляют часть кандидатской диссертации автора.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

участок спектра λλ 6400—5100 Å и λλ 5100—3800 Å. Спектр *P* Лебедя в двух участках получался путем смещения центра пластинки и изменения фокуса призменной камеры. Выдержка в обоих случаях была

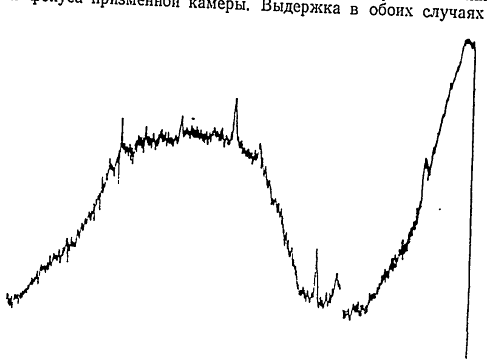


Рис. 1

одинакова. Получить весь спектр одновременно на одной пластинке не позволяла хроматическая аберрация 20 см камеры с призмой [2]. Характеристическая кривая пластинок Агфа Астро и Агфа Астро-панхроматических в двух участках спектра приводится на рис. 2.

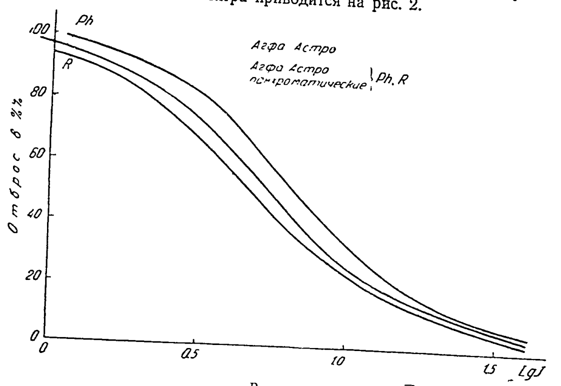


Рис. 2

Сравнение распределения энергии в нестационарных звездах и звездах сравнения производилось для 11 значений длин волн: 460, 450, 443, 431, 423, 413, 403, 397, 391, 385 и 379 $m\mu$. Уровень непрерывного спектра

для звезд сравнения проводился как огибающая микрофотометрической кривой; для *P* Лебедя—исключая линии излучения, а для звезд типа Вольф-Райе—под линиями излучения, в предположении, что линии поглощения, кроме межзвездной линии *K*, в данном участке спектра отсутствуют. При проведении уровня непрерывного спектра учитывалось также изменение ширины микрофотометрической кривой вдоль спектра.

На основе всего наблюдательного материала были построены зависимости $lg\, J/J_0 = f(\lambda^{-1})$. Относительные спектрофотометрические градиенты были определены графическим путем. Вероятная ошибка полученных нами градиентов равна ± 0.07. При выводе спектрофотометрических температур исследованных звезд мы использовали значения абсолютных спектрофотометрических градиентов для звезд сравнения по Барбье и Шалонжу [3].Значения абсолютных спектрофотометрических градиентов ($\Phi_{набл.}$) *P* Лебедя, определенных по отношению к звезде сравнения *HD* 194335, приводятся в таблице 1.

Таблица I

Дата	Ф набл.	(Jc Ja)Hγ
1951 ноябрь 1	2.14	1 340
„ „ 3	2.11	1 380
1952 июль 12	1.64	1.291
„ август 26 . . .	1.68	1 360
„ сентябрь 7 . . .	1,69	1 620
„ „ 8 . .	2.69	1.710
„ „ 19 . .	2.04	—
„ октябрь 15 . . .	2.08	—
„ „ 19 . .	1.95	—
„ ноябрь 9 . . .	1 72	—
„ „ 14 . . .	2 11	1,372

Рассмотрение таблицы показывает, что с течением времени происходит заметное изменение спектрофотометрического градиента *P* Лебедя, Наличие изменения градиента звезды мы можем проверить по точным электрофотометрическим наблюдениям ее блеска, произведенным в 1951, 1952, 1953 и других годах [4, 5, 6]. Эти наблюдения показали, что колебание блеска звезды различается в синих и желтых лучах, т. е. с течением времени происходит изменение цвета звезды $[\partial(\Delta m\lambda)\ \ \Delta m_{ж} - \Delta m_{c} \neq O]$. Если сравнить результаты наших фотографических и электрофотометрических наблюдений, то оказывается, что увеличению градиента $\Phi_{набл.}$ от 12 июля до 19 октября 1952 г. соответствовало уменьшение $\partial(\Delta m\lambda)$ от $0.^m009$ до $-0^m.040$, что в обоих случаях соответствует покраснению звезды [1]. Мы также сравнили блеск, $\Phi_{набл.}$ и интенсивности компонентов спектральных линий. Точность определения эквивалентных ширин по спектрограммам, полученным с объективной призмой, невысока, но изменение этих величин с течением времени совершенно очевидно. В таблице 1 даны значения отношения интенсивностей эмиссионного и фиолетового компонентов линии $H\gamma$. Здесь мы считали, что интенсивность линии поглощения с течением времени не меняется.

Сравнение всех этих величин показывает, что в данном случае, в отличие от звезд *Be* (например γ *Cas*), не происходит согласованного изменения блеска, спектрофотометрической температуры, бальмеровского скачка и интенсивности спектральных линий. Но, имеет место быстрое нерегулярное колебание блеска, цвета, спектрофотометрической температуры и интенсивности эмиссионных компонентов. Кроме того, одновре-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

менно могут происходить изменения в структуре спектральных линий [7, 8, 9, 10, 11]. Для правильной интерпретации таких аномальных спектров особенно важно сравнение результатов одновременных спектроскопических и электрофотометрических наблюдений.

Действительно, если появление аномального коротковолнового компонента эмиссионной линии сопровождалось бы увеличением блеска звезды, то можно было бы уверенно говорить о вспышке звезды, сопровождавшейся выбросом дискретной оболочки [11]. Однако, электрофотометрические наблюдения P Лебедя ведутся только в Абастуманской обсерватории, причем относительно регулярными они стали лишь с недавнего времени, поэтому в работах [9, 11] только указывается на желательность сравнения строго одновременных спектроскопических и электрофотометрических наблюдений. Весьма возможно, что в работах [9, 10], и также [7, 11], имеет место появление аномального коротковолнового компонента эмиссионной линии. Несимметричное расположение этого компонента на линии поглощения может вызвать раздвоение и изменение относительных интенсивностей ее компонентов (R и V).

Действительно, в работе [10] указывается, что смещение R компонента в длинноволновую сторону спектра сопровождается уменьшением его относительной интенсивности и наоборот. При наблюдениях же, описанных в работах [7] и [11] эта линия располагается очень близко к главной эмиссионной линии. Колебание интенсивности и лучевой скорости этого аномального компонента, также как и колебание блеска, температуры и интенсивности линий, происходит быстро и нерегулярно. Что же касается появления красного компонента поглощения [7, 11], то по щелевым спектрограммам можно предположить, что здесь имеются линии OII [9, 10, 12]. Правда, в работе [10], указывается, что в таком случае придется допустить изменение интенсивности линий OII (например линии OII λ 3973 A)

Таким образом, результаты спектрофотометрии и рассмотрение работ по исследованию спектра P Лебедя показывают, что постоянно происходят быстрые, нерегулярные изменения блеска, цвета, спектрофотометрической температуры, структуры и интенсивности различных компонентов спектральных линий. Возможно, что в некоторых случаях имели место кратковременные, небольшие вспышки звезды [7, 11].

Очевидно, что правильное объяснение аномального, переменного спектра P Лебедя и происходящих с течением времени колебаний блеска и цвета P Лебедя возможно лишь на основании одновременных спектроскопических, спектрофотометрических и электрофотометрических наблюдений. Звезда P Лебедя, как это следует из многочисленных работ, также обнаруживает особый характер распределения энергии. Это распределение отличается от нормального для обычных B-звезд распределения и выражается в уменьшении спектрофотометрической температуры с увеличением длины волны. Учет избирательного межзвездного поглощения не меняет этот результат.

Для звезд типа Вольф-Райе такой зависимости спектрофотометрической температуры от длины волны не наблюдается [13]. Существует также расхождение между температурами спектрофотометрическими и найденными по ярким линиям. Если расстояние исследуемых звезд принять равным 1000—1600 пс, то аномально низкая спектрофотометрическая температура и избыток цвета этих звезд почти полностью объясняется влиянием избирательного межзвездного поглощения [14, 15, 1, 16]. Зависимость этого результата от принятого значения расстояния для P Лебедя наглядно видна на диаграмме «избыток цвета—видимый модуль расстояния», приведенной в работе [17] (рис. 3). Действительно, если видимый модуль расстояния P Лебедя считать равным 11^m—13^m, а не $9^m.5$, как это принято в работе [17], то почти все значение избытка

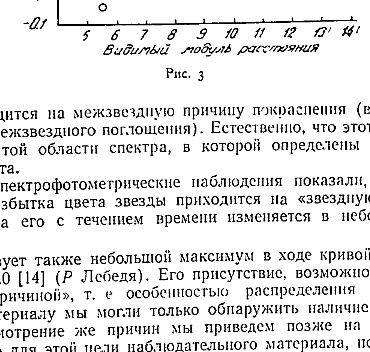


Рис. 3

цвета приходится на межзвездную причину покраснения (влияние избирательного межзвездного поглощения). Естественно, что этот вывод справедлив для той области спектра, в которой определены в работе [17] избытки цвета.

Наши спектрофотометрические наблюдения показали, что небольшая часть избытка цвета звезды приходится на «звездную» причину и что величина его с течением времени изменяется в небольших пределах [1].

Существует также небольшой максимум в ходе кривой $\lg J/J_0 = f(\lambda^{-1})$ около $\lambda^{-1} = 2.0$ [14] (P Лебедя). Его присутствие, возможно, объясняется «звездной причиной», т. е особенностью распределения энергии По данному материалу мы могли только обнаружить наличие этого максимума. Рассмотрение же причин мы приведем позже на основе более подходящего для этой цели наблюдательного материала, полученного на новом менисковом телескопе обсерватории.

Известно также, что аномалии в распределении энергии в спектре P Лебедя выражаются в отклонении от нормального для непокрасневших B-звезд распределения [18] Отклонения от нормальных звезд в работе Стеббинса и Уитфорда [18] даны как разности цветов P Лебедя (после исправления за избирательное межзвездное поглощение) и нормальных B-звезд (т. е. звезд, для которых распределение энергии не искажено поглощением). Аномалии могут быть вызваны свойствами самой звезды. Чтобы обнаружить возможные отклонения распределения энергии звезд типа Вольф-Райе (а также P Лебедя) от распределения энергии обычных слабых B-звезд, мы сравнили между собой построенные по ним кривые межзвездного поглощения. Здесь мы приняли допущение, что по направлениям исследованных звезд и выбранных для сравнения

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

слабых звезд *B* формы кривых межзвездного поглощения одинаковы [19, 20]. При построении кривых поглощения учитывалась разница температур исследованных звезд и звезд сравнения, а также водородное поглощение на участке спектра λλ 4000—3790 Å. Разницу в светимостях звезд в фотографическом участке спектра в нашем случае можно не учитывать [19].

Список звезд по которым были построены кривые поглощения, дается в таблице II. Полученные кривые поглощения приводятся на рис. 4. Здесь кривые *a*, *b*, *c*, *d* соответствуют средним кривым групп *A*, *B*-звезд, звезды *P* Лебедя и трех звезд типа Вольф-Райе. Отклонения (таблица III) были вычислены после приведения кривых к произвольному в нашем случае среднему наклону кривых *P* Лебедя. (Оптическое расстояние, к которому приведены все звезды в этом случае соответствовало наклону $\delta=(\lg J/J_0)_{\lambda^{-1}_{1}} - (\lg J/J_0)_{\lambda^{-1}_{11}}=0.240$). В таблице III приведены также отклонения от закона λ^{-1} (столбцы в).

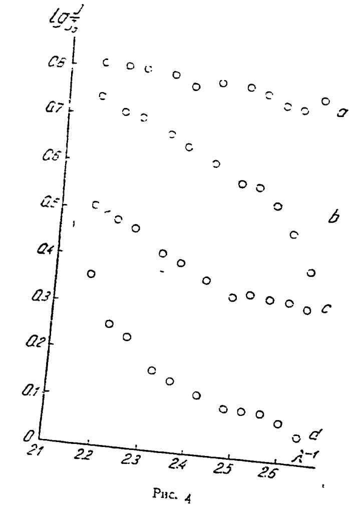


Рис. 4

На рис. 5 мы приводим: а) средние кривые поглощения звезд *B* (светлые кружки), *P* Лебедя (темные кружки) и трех звезд типа Вольф-Райе (квадраты); в) отклонения от λ^{-1} закона и с) отклонения исследованных звезд от слабых звезд *B*. Рассмотрение таблицы III и рис. 5 показывает, что как *B*-звезды, так и исследованные звезды показывают отклонение от λ^{-1} закона, но противоположного знака. Отклонения от нормальных *B*-звезд также имеются и они увеличиваются на границах выбранного участка спектра.

Таблица II

Звезда		Звезда сравнения	
HD	SpHD	HD	SpHD
193369	AO	194335	B3
193621	AO		
193702	AO		
195050	AO		
193183	B2	191291	Ao
193443	B1		
193514	B2		
191566/7	B3p		
191612	B2		
191917	B3		
192103	Oa	191291	Ao
192163	Oв		
193576	Oв		
193237	B1	194335	B3

Таблица III

1/λ	Звезды B	P Cyg		WR	
	b	a	b	a	b
2.17	—0.011	0.031	—0.007	0.114	0.067
2 22	—0.015	0.032	—0.005	0.046	0.000
2 26	0.000	0.022	0.000	0.029	0.000
2.32	0.003	0.000	—0.014	—0.003	—0.027
2.36	0.003	0.000	0.009	0.000	—0.022
2.42	0.006	—0.006	—0.010	0.005	—0.011
2 48	0.000	0.002	0.000	0.018	0.000
2 52	0.007	c.025	0.031	0.034	0.025
2.56	—0.006	0.052	0.040	0.069	0.048
2 60	—0.025	0.c90	0.069	0.093	0.055
2.64	—0 079	0.015	0.078	0.146	0.056

Сравнение кривой *b* с кривыми *c* и *d* (рис. 4) показывает, что их наклон почти одинаков. Так как по последним данным [16, 20 и др.], все эти звезды одинаково удалены от Солнца и расположены в одном направлении, то это может означать, что влияние избирательного межзвездного поглощения для них одинаково. Если же допустить, что исследуемые звезды расположены на одинаковом с *A*-звездами расстоянии, то различие в наклоне кривых *a* и *c*, *d*, т. е. все покраснение, придется приписать звездной причине.

Кривую поглощения слабых *B*-звезд мы можем использовать для определения поправок за межзвездное избирательное поглощение. Действительно, имея наклон кривой поглощения для этих звезд, мы можем исправить наблюденные градиенты исследованных звезд $\Phi_{набл.}$ (вычисленные для *P* Лебедя по отношению к звезде *HD* 194335, а для звезд типа Вольф-Райе—*HD* 193369, *HD* 193621, *HD* 193702, *HD* 195050), уменьшая их значения на величину *r*Φ, где *r*—расстояние исследуемых звезд, Φ—градиент кривой поглощения, построенной по слабым *B* звездам. Тогда

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

для определения исправленного за межзвездное избирательное поглощение градиента имеем:

$$\Phi_{\text{набл.}} - r\ \Phi = \Phi_{\text{испр.}}$$

Но, так как области Лебедя, в которых расположены исследуемые звезды, характеризуются различными значениями показателя цвета [20], то для каждой звезды были подобраны соответствующие ей группы

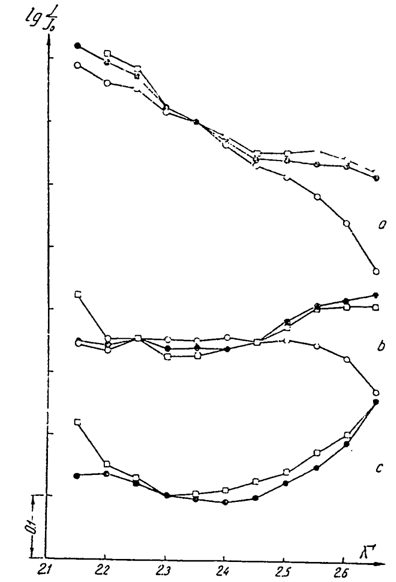


Рис. 5

звезд сравнения, по которым и строились кривые поглощения (см. таблицу IV). Исправленные значения градиентов даются в таблице V. Расстояния r взяты из работы [21]. Среднее значение $\Phi_{\text{испр.}}$ звезд типа Вольф-Райе оказывается равным 0.71, т. е. их средняя спектрофотометрическая температура равна 30 000° (в шкале $T = 16000°$ для звезд AO), что соответствует спектрофотометрической температуре звезд спектральных классов $B1$—$B2$ [3].

Следует указать, что это несоответствие спектрофотометрической температуры спектральному классу звезд может быть вызвано неточным учетом межзвездного избирательного поглощения, или же особенностями самой звезды, а также неточностями определения градиента, так как

Таблица IV

Звезда HD	Звезды сравнения HD
193237	193183, 193443, 193514
193576,192163	193183, 193443, 193514
192103	191567, 191612, 191917

Таблица V

Звезда	Градиент	
	Ф набл.	Ф испр.
192103	2.29	0.50
192163	2 52	0.84
193237	1.99	0.38
193576	2.05	0.80

при высокой температуре наклон кривой $(\lg I/I_0, \lambda^{-1})$ мало чувствителен к изменению температуры. Вообще же спектрофотометрическая температура звезд сверхгигантов не изменяется заметным образом между спектральными классами O7—B3 [19]. Если бы при учете избирательного межзвездного поглощения мы исходили из средней кривой поглощения или же из старых данных для абсолютных величин звезд типа Вольф-Райе (напр. $M_{WC} = -2.^m8$ и $\overline{M}_{WN} = -2.^m1$ [22]) и P Лебедя, то очевидно, что величина поправки, а следовательно и спектрофотометрическая температура значительно уменьшилась бы.

Мы имеем значения относительных градиентов исследованных звезд, вычисленные по отношению к A-звездам, а также градиенты A-звезд, вычисленные по отношению к B-звездам. Теперь мы можем дать градиенты исследованных звезд по отношению к B-звездам и определить спектрофотометрические температуры в шкале $T = 16000°$ для звезд AO. В таблице VI приводятся значения этих градиентов. В качестве звезд сравнения были выбраны звезды класса A (HD 191176 и HD 191291) и класса B (HD 193181, HD 193443 и HD 193514).

Рассмотрение таблицы VI приводит к следующему выводу.

Таблица 6

Звезда HD	Звезда сравнения HD	Δφ
192163	191176	+ 1 48
191176	193183, 193443, 193514	— 0.88
192163	193183, 193443, 193514	+ 0.59
162163	191291	+ 1 67
191291	193183, 193443, 193514	— 1.18
192163	193183, 193443, 193514	+ 0.49
192103	191176	+ 1 55
191176	193183, 193443, 193514	— 0.88
192103	193183, 193443, 193514	+ 0.66
192103	191291	+ 1.03
191291	193183, 193443, 193514	— 1.18
192103	193183, 193443. 193514	— 0.15
193576	191176	+ 1.08
191176	193183, 193443, 193514	— 0.88
193576	193183, 193443, 193514	+ 0.20
193576	191291	+ 1.03
191291	193183, 193443, 193514	— 1 18
193576	193183, 193443, 193514	— 0.15

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Так как значения градиентов колеблятся около нуля (имеются как положительные, так и отрицательные значения, кроме звезды *HD* 192163), то можно заключить, что в среднем абсолютные спектрофотометрические градиенты звезд типа Вольф-Райе и *B*-звезд почти одинаковы, т. е. спектрофотометрические температуры этих звезд близки к таковым для *B*-звезд, а не для звезд спектральных классов *A* или *F*, как это получается без учета межзвездного поглощения. Для звезды *P* Лебедя сравнение со слабыми *B*-звездами было произведено с помощью звезды, промежуточной по яркости между *P* Лебедя и *B*-звездами. Время выдержки для *P* Лебедя и слабых *B*-звезд равнялось соответственно 15 и 75 мин. Наблюдательный материал для такого сравнения был получен нами только в течение одной ночи, но так как выше указывалось, что с течением времени градиент меняется, то для сравнения *P* Лебедя со слабыми *B*-звездами для всего периода наблюдений мы использовали соотношение.

$$\Delta\varphi_{P\,Cyg,\,194335} + \Delta\varphi_{194335,\,193182} + \Delta\varphi_{193182,\,B} = \Delta\varphi_{P\,Cyg,\,B}.$$

Результаты такого сравнения приводятся в таблице VII, в которой даются средние значения относительных спектрофотометрических градиентов.

Таблица VII

Звезда HD	Звезда сравнения HD	Δφ
193237	194335	+0,99
194335	193182	−0,54
193182	193183, 193443, 193514, 191566, 191612, 191917	−0,52
193237	193183, 193443, 193514, 191566, 191612, 191917	−0,07

Из рассмотрения таблицы VII следует, что в среднем спектрофотометрическая температура *P* Лебедя в участке спектра λλ 4600—3790 A, после учета межзвездного поглощения, соответствует спектральному классу *B*0—*B*1. Отклонения от средней величины, вероятно, вызваны звездной причиной и достигают значения 4500°.

Таким образом, результаты фотометрии непрерывного спектра и рассмотрение последних данных о расстояниях, абсолютных величинах и цветовых эквивалентах дают возможность сделать заключение, что аномалии в распределении энергии (изменения градиента с течением времени, отклонения от нормального для *B*-звезд распределения энергии) в исследованных звездах вызываются особым характером этих звезд и что спектрофотометрические температуры в фотографическом участке спектра соответствуют классам *B*1—*B*2.

В заключение выражаю глубокую благодарность проф. О. А. Мельникову за руководство при выполнении данной работы.

Сентябрь, 1957.

ЛИТЕРАТУРА

1. Долидзе М. В., Спектрофотометрия ряда звезд типов Вольф-Райе, Be и P Лебедя, Автореферат кандидатской диссертации, 1955, Ленинград.
2. Каландадзе Н. Б., Определение абсолютных величин слабых звезд поздних спектральных классов (*G* и K) по спектрам, полученным с объективной призмой. Бюлл. Абаст. астрофиз обс. 1949, **10**, 107—123.
3. Barbier D, Chalonge D., Étude du rayonnement continu de quelques étoiles entre 3100 et 4600 A°. Ann, d'Aph 1941. 4. 30—95
4. Харадзе Е. К., Магалашвили Н. Л.. Мегрелишвили Т. Г, О колебаниях блеска P Лебедя. Перем. Зв. 1953, № 2, 150—152.
5. Харадзе Е. К., Магалашвили Н. Л., О колебаниях блеска и цвета P Лебедя. Бюлл. Абаст. астрофиз. обс. 1956, **20**, 3—10.
6. Харадзе Е. К., On the light variation of P Cygni The Observatory 1957, 77, № 898, 108—109.
7. Герасимович Б. П., Changes in the spectrum of P Cygni. Harv Bull. 1927, № 852, 17. On the abnormally low temperature of P Cygni. Harv Bull 1928, № 857, 15. Note on the spectrum of P Cygni. Harv. Bull. 1929, № 867, 16
8. Elvey C. T, Spectrophotometric observations of P Cygni. Aph. J. 1928, **68**, 416—422.
9. Wilson O. C., Variations in the spectrum of P Cygni Aph J. 1936, **84**, 296—302.
10. Lacroute P, Les variations dans le spectre de P Cygni C. R Ac. Sc. Fr. 1938, **206**, № 13, 1091—1092.
11. Купо И. Д., Возможная вспышка P Лебедя осенью 1951 г Астрон. цирк. 1955, № 163, 23—25.
12. Struve O, The spectrum of P Cygni. Aph. J. 1935, **81**, 66—96
13. Petrie W, Spectrophotometric gradients of some Wolf-Rayet, O, and B, stars Publ. Domin. Astr. Obs Victoria. 1947, **7**, 383—394.
Andrillat y. Étude du rayonnement continu des étoiles des Wolf—Rayet de la région du Cygne. Application à la détermination des distances et des températures de couleur C. R Ac. Sc. Fr. 1954. **239**, 480—483.
14. Schalén C., The intensity distribution in the spectrum of P Cygni. Ark. Astr. 1954, 1, 301—307
15. Долидзе М. В, Спектрофотометрия нескольких звезд ранних класов. Известия АН СССР, Серия физическая, 1955, **19**, № 1, 23
16. Roman N. G, A study of the concentration of early type stars in Cygnus. Aph. J. 1951, **114**, 492—499.
17. Schermann F., Morgan W W, On the color of P Cygni. Aph J. 1939, **89**, 509—516.
18. Stebbins J., Whitford A E. Six—color photometry of stars. III. Aph. J. 1945, **102**, 318—346.
19. Divan L., Recherches sur la loi d'arbsorption de la poussière interstelaire et sur le spectre continu des étoiles O et B. Ann. d'Aph 1954, **17**, 456—540.
20. Schalén C., Spectrophotometry with a Schmidt Telescope Uppsala Astr. obs. Annaler. 1952, **3**, 5—59.
21. Beals C S., Oke J B, On the relation between distance and intensity for interstellar calcium and sodium lines M. N. R. Astr S. 1953, **113**, 530—552.
22. Sanford R. F., Wilson O. C, On the doublet ratio of interstellar H and K and the absolute magnitudes of wolf—Rayet stars. Aph. J 1939, **90**, 235—243.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

SPECTROPHOTOMETRY OF FOUR NON-STABLE STARS

M. V. DOLIDZE

(Summary)

An attempt to reveal the causes of spectral anomalies for certain non-stable stars was made.

Spectral variations with time were examined for *P* Cygni.

Slight irregular variations of spectrophotometric temperature of *P* Cygni accompanied in some cases by variations of the intensities and positions of the spectral line components were revealed. They coincide in time with the light and color variations of the star.

The selective interstellar absorption was taken into account according to the data published in the last years. Nevertheless this does not explain the anomalies mentioned. The author suggests that they are partly due to the peculiarities of the stars.

September, 1957.

—

ЗАМЕЧАНИЯ ОБ ИЗМЕРЕНИЯХ СПЕКТРОГРАММ ЗВЕЗД ТИПОВ *Be* и *P* ЛЕБЕДЯ

М. В. ДОЛИДЗЕ

Спектроскопические измерения нестационарных звезд, в отличие от измерений обычных звезд, усложнены наличием особенностей спектральных линий. Эти особенности вызывают действие различных эффектов, которые искажают результаты измерения спектрограмм. Точный учет влияния этих эффектов является трудной задачей. Хорошо известно, что линии в спектрах нестационарных звезд широки, размыты, часто состоят из нескольких компонентов с разными относительными интенсивностями, имеют фиолетовые спутники и асимметричные контуры. Следовательно, при измерениях спектрограмм должны быть учтены как фотографические эффекты, так и субъективные ошибки измерений. Учет влияния этих двух источников ошибок необходим при теоретической интерпретации контуров и выводе различных заключений о строении атмосфер и оболочек нестационарных звезд. Изучение влияния различных фотографических явлений производилось и производится часто также лабораторным способом и, не только для спектральных линий, но и для других объектов (двойные звезды [1], спутники планет [2], кометы [3]).

В 1954 г. мы измеряли лучевые скорости звезды типа *Be*—γ Кассиопеи. Спектрограммы были взяты из архива Пулковской обсерватории и относились, в основном, к наблюдениям 1930 г. Наличие особенностей спектральных линий этой звезды, также как и у вышеуказанных объектов должно вызывать искажение результатов измерений. Для выявления фотографических эффектов лучшей проверкой было бы сравнение микрофотограмм с фотоэлектрограммами этой звезды, но мы не располагали такой возможностью. Мы также не могли учесть влияния указанных эффектов по имеющимся спектрограммам. Они оказались недостаточными для этой цели. Поэтому мы ограничились лабораторным исследованием, которое состояло в изучении фотографических эффектов в лабораторных сложных спектрах, аналогичных спектрам *Be*-звезд (случай звезд типа *P* Лебедя мы рассматривали как частный случай *Be*-звезд). По совету проф. О. А. Мельникова мы одновременно рассмотрели также вопрос о возможном влиянии некоторых свойств и оптических недостатков глаза на результаты измерения положения линий в спектрах нестационарных звезд (субъективная ошибка). Исследование мы производили путем сравнения результатов измерений положения линий при помощи обычного визуального и микрофотометрического метода. Использовались щелевые спектрограммы γ Кассиопеи, *P* Лебедя и лабораторные снимки.

* Настоящая и предыдущая (стр 69) работы составляют часть кандидатской диссертации автора.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Лабораторные спектры были получены в Пулкове на спектрографе КС-55 с кварцевой оптикой. Дисперсия была равна 11.5 Å/мм около λ 4000 Å и почти точно совпадала с дисперсией спектрограмм γ Кассиопеи. Ширина щели спектрографа равнялась 0.01 мм. Калибровка спектрограмм сделана на спектрографе ИСП-22 (со ступенчатой щелью). На рис. 1 приводится характеристическая кривая фотопластинок Агфа

Рис. 1

Астро для выбранного участка спектра. Употреблялись пластинки Агфа Астро, а также Ильфорд-Зенит и проявители: стандартный № 1 и метоло-гидрохиноновый фирмы Агфа. Воспроизведение спектров звезд типов *Be* и *P* Лебедя достигалось путем фотографирования солнечного спектра и наложения на него спектра железной дуги (рис. 2). Интенсивность ярких линий железа, а также их смещение относительно соответствующих линий в спектре Солнца задавались различными. Величина смещения ярких линий выбиралась таким образом, чтобы она была приблизительно равна ширине выбранных солнечных линий. Выбранное значение смещения соответствует ширине линии излучения в спектрах звезд типа *Be* (*P* Лебедя) и одновременно имеет значение, при котором начинают сказываться смещение и деформации фотографических изображений.

Очевидно, что при наличии смещений и деформаций положение солнечной линии должно измениться, т. е. должно измениться расстояние от какой-нибудь линии спектра сравнения до соответствующей солнечной под влиянием соседних ярких линий, в зависимости от их интенсивности и положения. Поэтому производились измерения последовательности спектрограмм, состоящей из солнечного спектра и сложных спектров (рис. 2). Измерения производились микрофотометрическим методом, а также, для контроля, на измерительном микроскопе. Для каждой последовательности спектров на саморегистрирующем микрофотометре были получены серии микрофотограмм (с увеличением 50) (рис. 3). На микрофотограммах воспроизводились основной спектр и спектр сравнения. Особое внимание было уделено тому, чтобы на микрофотограммах относительное расположение основного спектра и спектра сравнения оставалось таким же, как и на пластинке.

Микрофотометрический способ обработки позволил одновременно с определением положения исследовать изменение контура и эквивалентных ширин компонентов спектральных линий. Так как нас интересовал также желатиновый эффект [4] (явление Росса [Росс, 1924]), мы провели сравнение микрофотограмм сложных спектральных линий, полученных до и после сушки экспонированных пластинок. Измерение положения

солнечных линий и их фотометрия выявили наличие смещений и деформации компонентов спектральных линий. Явления, вызывающие эти искажения, в нашем случае выражаются как фотографическое расширение изображений, влияние эмиссионного компонента на положение и контур соседней линии поглощения, а также сжатие эмульсии.

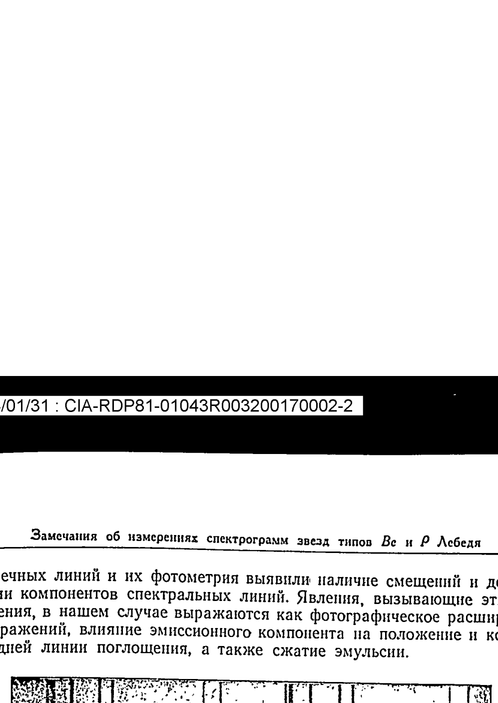


Рис. 2

Рассмотрим каждое из этих явлений отдельно. Полученные микрофотограммы показывают, что в том случае, когда яркая линия накладывается на фон (например, на непрерывный спектр Солнца), то происходит искажение контура—линия расширяется, меняется центральная интенсивность, но смещения яркой линии не происходит, даже если имеется более интенсивный эмиссионный компонент. Влияние подобного явления

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

рассматривается в работе [5]. При увеличении интенсивности эмиссионного компонента могут произойти следующие искажения измерений: 1) Центр линии излучения в спектрах звезд *Be*, если его определять как среднее из отсчетов при наведении на внешние края эмиссионных компонентов, когда последние имеют разные относительные интенсивности, смещается к более интенсивному компоненту и тем больше, чем

Рис. 3a

интенсивнее этот компонент. Данное обстоятельство отмечали Мак Лафлин [6] и Хайнек [7]. Мак Лафлин [6, стр. 48, табл. 4, стр. 44] указывает, что полученное им различие лучевых скоростей, определенных по линиям излучения и поглощения за 1930 г. для звезды π Водолея можно было бы объяснить действием указанного небольшого эффекта. 2) Изме-

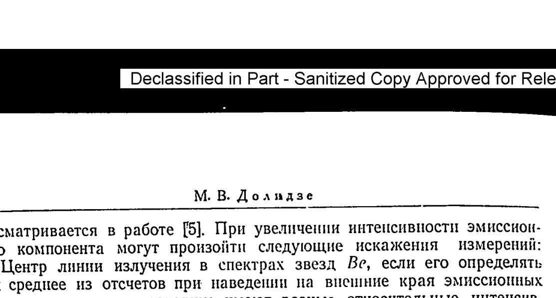


Рис. 3b

няется положение и контур соседней линии поглощения. В спектрах звезд типа *P* Лебедя встречаются случаи, когда расстояние между пиками эмиссионного и фиолетового компонентов меньше, чем сумма полуширин обоих компонентов. В таких случаях в зависимости от типа контура [8, стр. 5] искажается какой-либо из компонентов. Учет действия этого явления может существенно изменить результаты измерения положения, эквивалентных ширин и контуров линий.

Так, например, Е. К. Харадзе исправил значения лучевой скорости *P* Лебедя, полученные по фиолетовым компонентам линий [9]. Билс учел влияние фиолетового компонента на положение и эквивалентную

ширину эмиссионного компонента [8, стр. 176]. Очевидно, что в случае звезд типа *Be*, когда эмиссионные и фиолетовые компоненты расположены рядом и кроме того составляющие эмиссионной линии имеют разные относительные интенсивности, также должно возникать искажение — например, смещение и деформация центральной линии поглощения. Оказалось, что смещение и искажение контура центральной линии поглощения действительно происходит, но направление смещения не соответствует ожидаемому. Смещение центральной линии поглощения может происходить в сторону более интенсивного компонента эмиссионной линии. Направление смещения и значение расстояний между компонентами (0.1 и 0.2 мм), при котором возникает этот эффект, указывает на наличие деформаций вследствие сжатия желатины при ее высыхании после проявления. Чтобы исследовать влияние яркой компоненты, исключив при этом эффект сжатия, мы сравнили между собой микрофотограммы, полученные до сушки лабораторных снимков.

Можно указать другой путь исследования Он более сложен, но дает возможность, при желании, восстановить истинный контур линии поглощения. В этом случае также были использованы лабораторные спектры и соответствующие им микрофотограммы звезд типов *Be* и *P* Лебедя. Но дополнительно строились теоретические микрофотометрические кривые сложных линий, которые затем сравнивались с имеющимися микрофотограммами соответствующих линий Теоретические кривые строились с помощью характеристической кривой сначала как сумма интенсивности накладывающихся спектров, а затем полученные интенсивности для каждой длины волны с помощью той же характеристической кривой переводились в отбросы гальванометра. Сравнение показало, что смещение возрастает с увеличением интенсивности эмиссионного компонента и уменьшением расстояния между пиками эмиссионного и фиолетового компонентов. Смещение для данного участка спектра и выбранных значений относительных интенсивностей и расстояний имеет значения от 7 до 40 км/сек. Так как интенсивность и полуширина линий, например, водородной серии Бальмера в спектре *P* Лебедя, возрастает с уменьшением значения главного квантового числа n верхнего уровня, то поправка лучевой скорости линии поглощения должна соответственно возрастать, что при учете этого эффекта приводит к выравниванию значений лучевых скоростей для данного элемента, в нашем случае водорода [9].

В спектрах *Be*-звезд, кроме центральной линии поглощения, которая меняет положение, ширину и глубину, могут искажаться края широкой линии поглощения А именно, составляющие яркой линии должны, по-видимому, вызвать смещение краев широкой линии поглощения Однако, размытые края и другие «звездные» причины (вращение звезды, межатомный эффект Штарка, пульсация вращающейся звезды (φ *Per*), вызывающие расширение линии поглощения, не дают возможности оценить величину этого искажения. При интерпретации контуров следует иметь в виду влияние рассматриваемого явления, что могло бы изменить вывод. Опыт построения теоретической микрофотометрической кривой, а также возможность исправления значения лучевой скорости компоненты сложной линии можно использовать для построения истинного контура линии. А именно, исправленное значение лучевой скорости дает положение пика, а микрофотометрический метод—возможность восстановить контур этой линии по наблюдательному сложному и неискаженному контуру другого компонента. Построение истинного контура в случае яркой линии дает возможность исправить значения бальмеровского декремента, а также температур, вычисленных по ярким линиям. При-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

мером такого сравнения наблюденных и вычисленных по восстановленным контурам эквивалентных ширин линий может служить рассматриваемый выше случай из работы Билса [8].

Явление сжатия, как уже указывалось, мы исследовали путем сравнения микрофотограмм, полученных до и после сушки экспонированных пластинок. Лабораторные снимки воспроизводили спектры звезд типа *Be* и *P* Лебедя. Оказалось, что смещение линии поглощения происходит в сторону интенсивной линии излучения и в случае звезд типа *Be* достигает величины, соответствующей лучевой скорости 20 км/сек (λλ 4352—4072 Å). Очевидно, что при наличии очень близко расположенных компонентов яркой линии, компоненты могут сблизиться между собой. А в том случае, когда на центральную линию поглощения дополнительно еще наложена узкая линия излучения, последняя может сместиться в сторону более интенсивной составляющей яркой линии. В реальных спектрах звезд типа *P* Лебедя явление сжатия несущественно, так как при обычно употребляемой дисперсии 11—30 Å/мм около $H\gamma$ эмиссионные и фиолетовые компоненты расположены на расстоянии ≤ 0.1 мм для тех линий бальмеровской серии, для которых относительная интенсивность эмиссионного компонента очень мала и уже недостаточна для того, чтобы вызвать эффект сжатия. Влияние сжатия эмульсии, также как и влияние явления Костинского-Эберхарда, можно ослабить соответствующим подбором проявителя. Таким образом, измерение положения спектральных линий микрофотометрическим и обычным методами, а также фотометрия линий, дали возможность выяснить причины и следствия смещений и деформаций компонентов сложных линий. Оказалось, что искажения зависят от интенсивности и расстояния между компонентами спектральных линий.

Субъективную ошибку для звезды *P* Лебедя исследовал Билс [8]. На основе своих измерений щелевых спектрограмм *P* Лебедя он пришел к выводу, что измерения лучевых скоростей визуальным и микрофотометрическим методами удовлетворительно совпадают при условии одинаковой интерпретации строения спектральных линий.

В случае звезд типа *Be* измерения могут искажаться из-за наличия в линии нескольких компонентов с разными относительными интенсивностями. Вследствие этого при наведении нити измерительного прибора на сложные линии одни составляющие могут явиться искажающим фоном для других (эффект иррадиации). Как известно, причиной такого кажущегося изменения размеров, при определенном соотношении яркости объекта и фона, являются оптические недостатки глаза (аберрации), диффракционные явления в глазу и несовершенная установка глаза на рассматриваемые объекты.

Но линии в спектрах этих звезд могут иметь не только сложные, но и составные контуры, т. е. ярко выраженные ядра, наложенные на широкую линию поглощения, вторичные максимумы и минимумы интенсивностей, асимметричный вид и размытые края. Лучевые скорости асимметричных линий η Орла и δ Цефея были исправлены в работе О. А. Мельникова [11]. Измерение асимметричных линий неизбежно вносит дополнительную отрицательную скорость в измеренные лучевые скорости. Как указывается в работе [11] наблюдатель наводит нить микрометра на середину линии, а не на вершину. Полученное таким образом смещение $\Delta\lambda$ не исключается поворотом спектрограммы на 180° и яв-

ляется верхней границей ошибки, так как при слабом фиолетовом крае, нить микрометра наводят левее, т. е. ближе к красному концу.

Если измерять снимки, полученные с разными выдержками, то сложная структура линий может стать причиной неопределенного положения центра линии. Если сравнивать результаты измерения положений линий, полученные разными методами, то они совпадут только при одинаковом учете структуры линий. Причиной этого является свойство глаза запоминать впечатления, в нашем случае—очертание линии, вследствие чего в различных методах для измерений будут выбраны одни и те же детали. Очевидно, что искажения измерений должны возрастать при увеличении неопределенностей в структуре линий, а также при больших различиях в относительных интенсивностях составляющих сложных линий. Для комет подобное явление было изучено С. К. Костинским [3].

Сравнение результатов измерений лучевых скоростей звезды типа *Be*— γ Кассиопеи визуальным и микрофотометрическим методами показало, что разница сравниваемых величин достигает 10—15 км/сек. Расстояние между фиолетовой и красной составляющими линии излучения при измерениях микрофотометрическим методом получилось меньше, чем при аналогичных измерениях визуальным методом. Здесь следует указать, что точность отсчета в микрофотометрическом методе (0.002 мм) в два раза превышала точность наведения нити измерительного прибора на спектральную линию (±0.007 мм). Поэтому, чтобы уравнять точность измерений, исключив при этом влияние искажений, вносимых неоднородной структурой и размытыми краями линий, мы повторили измерения по лабораторным спектрам звезд типов *Be* и *P* Лебедя. В этом случае определялись расстояния от линии спектра сравнения до пиков интенсивности сложных линий, а также, для определения точности измерений—расстояния между линиями спектра сравнения. При наличии влияния вышеуказанного эффекта, расстояния, измеренные визуальным и микрофотометрическим методами, должны различаться, а также должна существовать зависимость между интенсивностью одного из компонентов и положением (или лучевой скоростью) другого компонента яркой линии. После сравнения результатов, полученных двумя методами, выяснилось, что в пределах ошибок измерения разные методы дают одинаковые результаты и если эффект иррадиации существует при таком отношении интенсивностей, то он должен быть по величине порядка микрона и меньше.

Для *P* Лебедя мы имели возможность сравнить между собой наши результаты определений длин волн микрофотометрическим методом с результатами визуального измерения, полученными А. А. Белопольским [12].

Спектрограммы *P* Лебедя [12] были взяты из архива А. А. Белопольского. Наблюдения этих спектрограмм производились в Пулкове 21.IX—1.X.1899 г., на 30-ти дюймовом рефракторе с двухпризменным спектрографом. Длины волн в спектре сравнения при наших измерениях микрофотометрическим методом взяты в системе, выбранной А. А. Белопольским.

В результате сравнения мы получили лишь незначительное расхождение для эмиссионных компонентов спектральных линий. Это подтверждает вывод Билса [8]. В таблице мы приводим результаты определения лучевых скоростей фиолетового и красного компонентов эмиссионных линий γ Кассиопеи (линии H_γ и H_β). Лучевые скорости вычислены в системе длин волн [Гаррисон, 1939] и определены микрофотометрическим

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

методом. Спектрограммы γ Кассиопеи, взятые нами, как указывалось выше, из архива Пулковской обсерватории, получены на 30-ти дюймовом рефракторе с трехпризменным спектрографом. Дисперсия равна 21.2 А/мм около $H\beta$ и 11.2 Å около $H\gamma$ В спектре γ Кассиопеи № 1—13 видны линии водорода $H\beta$ и $H\gamma$, имеющие сложное строение (компоненты эмиссионных линий имеют разные относительные интенсивности и разную ширину). Каждый компонент имеет несколько пиков интенсивностей. На центральную линию поглощения иногда накладывается линия излучения малой интенсивности. В спектре γ Кассиопеи № 14, кроме одиночных линий $H\beta$, $H\gamma$, $He\,I$ (λ4471.48 А), присутствуют слабые раздвоенные линии излучения ионизованных металлов Si, Fe, Ti и др.

№ п. п.	№№ пластинок	Дата наблюдения	Лучевая скорость (км/сек) Hγ Ф	Hγ К	Hβ Ф	Hβ К
1	1	1930 17 февраля	−61.606	+ 88.123	—	—
2	7	„ 19 „	−48.346	+ 63.955	−52.107	− 3.268
3	12	„ 3 марта	−33 566	+ 60.087	−44.276	−12.395
4	18	„ 16 „	−53 802	+ 94.413	—	—
5	22	„ 24 „	−53.042	+102 977	− 7.832	+37.123
6	23	„ 24 „	−99.869	+ 79.563	−29.291	+53 402
7	25	„ 28 „	−64.783	+ 62 435	− 6.537	+59.877
8	27	„ 6 апреля	−62.435	+ 92 824	−50.751	− 0.678
9	33	„ 14 „	−38 193	+ 63 195	−66.414	+24.728
10	35	„ 24 „	−78.044	+ 58.498	−78.130	+ 2.590
11	36	„ 24 „	−58.498	+104 569	−37.123	+24 728
12	38	„ 29 „	−75.696	+ 88.128	−61 172	− 3 268
13	—	1931 18 мая	−131 846	+101,388	—	—
14	91	1938 8 августа	− 30.950			–

Как уже указывалось, за неимением щелевых спектрограмм звезд типов *Be* и *P* Лебедя (рассмотренные в данной работе спектрограммы недостаточны для этой цели) мы не могли дать пример учета выявленных лабораторным способом искажений для реальных спектров. Но методика учета исследованных явлений может быть непосредственно применена к щелевым спектрограммам звезд типов *Be* и *P* Лебедя. Результаты лабораторного исследования показывают, что интерпретацию контуров и выявление закономерности между лучевыми скоростями и интенсивностями спектральных линий следует проводить только после учета влияния всех эффектов. Что касается выбора наиболее удобного метода измерения положений спектральных линий, то на основе проделанной работы мы должны заключить, что в случае нестационарных звезд для этой цели гораздо удобнее пользоваться микрофотометрическим методом измерений.

В заключение выражаю глубокую благодарность проф. О. А. Мельникову за руководство работой и кандидату физ.-мат. наук И. И. Брейдо за ценные советы.

Август, 1957.

ЛИТЕРАТУРА

1. Костинский С. К., Ueber die Einwirkung zweier Bilder auf einander bei astrographischen Aufnahmen. Изв. Гл. астрон. обс. АНСССР. 1907, 2, № 14, 17—28.
2. Костинский С. К., Тимофеева Л., Observations photographiques du satellite de Neptune en 1902—1903 et quelques remarques sur erreurs systématiques. Изв. Гл. астрон. обс. АНСССР. 1906, 1, № 11, 139—150.
3. Костинский С. К, Photographische Beobachtungen des Kometen 1911 c (1911 v) in Pulkowo und ihre Vergleichung mit gleichzeitigen visuellen Beobachtungen. Изв. Гл. астрон. обс АНССР 1934, 13, № 117, 1—9
4. Миз К., Теория фотографического процесса. Перевод с английского под редакцией Ю Н. Гороховского. Москва-Ленинград. Гос. техн.—теор. лит—ры, 1949.
5. Фесенков В. Г., К вопросу об атмосферной составляющей зодиакального света. Астрон. Журн. 1956, 33, 708—766.
6. Mc Laughlin D. B., The spectral variations of 25 Orionis und 52 (π) Aquarii, Publ. Obs. Michigan, 1931, 4, № 3, 37—51
7. Hynek J. A., A study of the spectroscopic variable φ Persei. Contr. Perkins Obs 1940, 2, № 14, 1—47
8. Beals C. S., The spectra of the P Cygni stars. Publ. Domin. Astr. Obs Victoria, 1951. 9, № 1. 1—137.
9. Харадзе Е. К., An investigation of displacements of absorption lines in the spectrum of P Cygni in connection with their intensities and ionization potentials. Zs f Aph, 1936, 11, 304—319
10. Копылов И. М, Спектр γ Кассиопеи в октябре 1953 г Изв. Крым. астрофиз. Обсерв. 1954, 12, 162—168
11. Мельников О. А., Спектрофотометрия звезд δ Цефея и η Орла и К—эффект для Цефеид. Труды Гл. астрон. обс. АНСССР, 1950. 64. 5—144
12. Белопольский А. А., Ueber das Spectrum von P Cygni Astr. Nachr. (1899) 1900. 151, 37 Note on the spectrum of P Cygni Aph. J. 1899, 10, 319—320.

REMARKS CONCERNING THE SPECTRAL MEASUREMENTS OF THE Be AND P CYGNI TYPE STARS

M V DOLIDZE

(Summary)

It was established that a peculiar character of the spectral lines of *Be* and *P* Cygni type stars may involve some misrepresentations in measurements of spectrograms on account of photographic effects, optical imperfections and certain properties of human eye.

Photographic effects and personal measurement error were studied by means of a microphotometric method applied to the laboratory spectra which presented the imitation of the spectra of non-stable stars.

August, 1957

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 23, 1958
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 23, 1958

ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ЯРКИХ ПЛАНЕТАРНЫХ И ДИФФУЗНЫХ ГАЗОВЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Н. А. РАЗМАДЗЕ

Введение

Планетарные и газовые диффузные туманности являются весьма распространенными объектами Вселенной. Помимо большого интереса к их строению, физическим условиям в них и т. п., исследование указанных объектов важно с точки зрения изучения их взаимосвязи с звездным населением и места и роли, которую они занимают и играют в Галактике.

Многие наблюдательные факты, касающиеся планетарных туманностей нашли свое объяснение, благодаря работам Занстра, Росселанда, В. А. Амбарцумяна, Боуэна, Мензела и др. Но пока еще весьма широк круг нерешенных вопросов. Уже ставится задача объяснения происхождения планетарных и диффузных газовых туманностей. И, тут имеется много различных соображений.

Для объяснения происхождения планетарных туманностей выдвигались гипотезы о том, что туманности являются результатом действия Новых звезд, звезд Вольф-Райе. В последнее время были высказаны соображения о возможности происхождения планетарной туманности из звезды—красного гиганта [1], или об одновременности происхождения ядра и туманности из некоторого дозвездного вещества [2].

Образование газовых диффузных туманностей мыслится общим и одновременным с образованием почти всегда связанных с ними звезд ассоциации, или интерпретируется как результат накопления материи благодаря корпускулярному излучению звезд. Имеется соображение об образовании звезд в волокнах газово-пылевых туманностей.

В свете сказанного ясно, как важно дальнейшее уточнение наблюдательных данных по туманностям, возможно тщательное определение, с привлечением известных теоретических положений, физических условий в туманностях: плотностей различных атомов, общих масс, структурных особенностей и др.

Именно с этой точки зрения, в 1953 году, мы решили провести настоящую работу и исходили при этом из следующих соображений.

К тому времени астрономы располагали оценками яркостей планетарных и диффузных туманностей, полученными на основе методов фотографической фотометрии, что, как известно, дает при абсолютных измерениях малую точность. Между тем, в астрономическую практику прочно вошла высокоточная методика фотоэлектрической фотометрии, которая в применении к туманностям сулила дать надежные результаты.

---

* Работа является основой кандидатской диссертации автора.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Наш план работы состоял в создании достаточной по чувствительности фотоэлектрической аппаратуры (электрофотометра); в получении при его помощи наблюдений ярких планетарных и диффузных газовых туманностей, в вычислении, на основе последних и с привлечением необходимых результатов исследований других авторов, некоторых физических характеристик туманностей, а именно, концентраций H^+, [illegible] и масс туманностей. Отметим, что объединяющим началом для совместного изучения столь различных по форме объектов—планетарных и диффузных газовых туманностей, явилась общность механизма их свечения.

Для исследования были отобраны следующие туманности: планетарные NGC 1535. 3242, 6210, 6543, 6572, 6720, 6826, 6853, 7009, 7027, 7662, звездная фотографическая величина которых по каталогу Б. А. Воронцова-Вельяминова не превосходила 10, и диффузные NGC 1976 и 6618.

Ниже в главах II и III излагается проведенная нами работа. Им предпослан, в главе I, краткий исторический обзор важнейших исследований, имеющих отношение к рассматриваемому нами вопросу.

Глава I

КРАТКИЙ ОБЗОР РЕЗУЛЬТАТОВ ВАЖНЕЙШИХ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПЛАНЕТАРНЫХ И ДИФФУЗНЫХ ГАЗОВЫХ ТУМАННОСТЕЙ

В 1918 году была опубликована работа Кертиса [53], в которой собраны характеристики 78 планетарных туманностей. В этой работе приведены фотографии планетарных туманностей, полученные при помощи 36 дюймового рефлектора Ликской обсерватории; масштаб оригинальных снимков выражается 39 секундами дуги на один мм. Фотоснимки Кертиса являются наиболее полным материалом, дающим возможность судить о размерах и структурных особенностях планетарных туманностей. К каждой фотографии приписана продолжительность экспозиции, которая была необходима для выявления самой яркой детали планетарной туманности.

Помимо этого, указана важная фотометрическая характеристика т. н. «относительная экспозиция», дающая возможность судить об относительных поверхностных яркостях туманностей.

«Относительная экспозиция» определялась следующим образом. Фотографии планетарных туманностей сравнивались с ярким участком туманности Ориона, расположенным в 45″ севернее Трапеции. Для этого участка были получены с различными экспозициями фотографии на фотопластинках того же сорта, который использовался при съемке планетарных туманностей. Отношение величины экспозиции, необходимой для получения наиярчайших деталей планетарной туманности, к величине экспозиции, которая была надобна для получения той же плотности изображения выбранного участка туманности Ориона, и являлось «относительной экспозицией». Характеристика эта нашла и находит широкое применение при фотометрических исследованиях.

А. В. Марков в опубликованной в 1929 году работе привел результаты проведенного им исследования по определению поверхностных яркостей туманностей в абсолютных единицах [3]. Основным принципом методики являлось сравнение фокальных изображений туманностей с внефокальными изображениями звезд. Причем, фотографирование как первых, так и вторых производилось одновременно, что осуществлялось

путем использования специально изготовленной «двухэтажной» кассеты. Вырезанные из одной фотопластинки куски так помещались в «двухэтажную» кассету, что располагались на разных расстояниях от фокуса. На куске фотопластинки, расположенном на оптической оси фотографировалось фокальное изображение туманности, на пластинке рядом получались внефокальные изображения звезд. При обработке наблюдений учитывалось влияние аберраций инструмента. Перевод измеренных почернений изображений туманностей в относительные яркости был осуществлен по звездным величинам внефокальных изображений звезд сравнения. Затем были вычислены абсолютные поверхностные яркости туманностей в звездных величинах на квадратную угловую секунду, путем привлечения: характеристик наблюдательных инструментов, абсолютной поверхностной яркости Солнца, звездных величин Солнца и звезд сравнения и диаметров внефокальных изображений звезд. Значения поверхностных яркостей туманностей были вычислены также в миллиламбертах на квадратную угловую секунду. Поверхностные яркости даны для излучения в фотографическом участке спектра. Исследовано всего 19 туманностей: внегалактические, диффузные, газовые и планетарные.

В 1930 году Берман представил по монохроматическим изображениям нескольких туманностей картину распределения яркости по их диску [54]. По изофотам туманностей, построенным Берманом, можно судить о большом разнообразии в поверхностных яркостях индивидуальных туманностей, о различиях в них при переходе от излучения одного элемента к излучению другого.

В 1932 году Б. А. Воронцовым-Вельяминовым и П. П. Паренаго был опубликован каталог интегральных фотографических звездных величин всех известных к тому времени планетарных туманностей [4]. Величины туманностей были даны в международной шкале и соответствовали суммарному свечению всей туманности, включая ядро. Оценки звездных величин туманностей делались по снимкам, на которых изображения туманностей из-за малости масштаба получались точечными и поэтому легко сравнимыми с изображениями звезд. Указанный каталог в дальнейшем неоднократно пополнялся и послужил для ряда статистических исследований.

В 1932 году В. А. Амбарцумяном были вычислены поверхностные яркости монохроматических изображений в абсолютных единицах для двух планетарных— NGC 6572, NGC 7027 и одной диффузной—NGC 1976 —туманностей на основе наблюдений, полученных при помощи однопризменного спектрографа метрового рефлектора Симеизской обсерватории [6]. Методика примененная в этой работе удобна и проста. Мы опишем ее подробней.

Примененный раствор щели спектрографа вмещал весь диск планетарной туманности. Вместе со спектрами туманностей снимались с теми же экспозициями и при тех же зенитных расстояниях спектры звезд сравнения аналогичного с Солнцем спектрального типа G_0. Путем интегрирования интенсивностей монохроматических изображений туманностей внутри поверхности, соответствующей квадратной угловой секунде, были получены, выраженные в произвольных единицах, яркости, $i_{n\lambda}$ относящиеся к монохроматическим изображениям. В тех же произвольных единицах также были вычислены, интегрированием в аналогичных областях спектра звезд сравнения, интенсивности непрерывного спектра длиною в 1 Å. Обозначив последнюю величину через $i_{*\lambda}$ напишем соотношение:

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

$$P_\lambda = \frac{i_{n\lambda}}{i_{*\lambda}}. \qquad (1)$$

Если через $i_{\odot\lambda}$ обозначить величину интенсивности 1 Å непрерывного спектра Солнца, то можно написать:

$$\lg \frac{i_{\odot\lambda}}{i_{*\lambda}} = 0.4(m_* - m_\odot), \qquad (2)$$

где m_* и $m_\odot$ звездные величины звезды сравнения и Солнца.

Пусть S площадь солнечного диска в квадратных угловых секундах, тогда, если через k_λ обозначить интенсивность излучения, выходящего с квадратной угловой секунды диска Солнца, будем иметь:

$$\lg \frac{k_\lambda}{i_{*\lambda}} = 0.4(m_* - m_\odot) - \lg S. \qquad (3)$$

Из (1) и (3) получаем:

$$\lg \frac{i_{n\lambda}}{k_\lambda} = \lg P_\lambda - 0.4(m_* - m_\odot) + \lg S. \qquad (4)$$

Величина P_λ получается из измерений. Зная значения и остальных величин правой части (4), можно легко вычислить отношение яркости одной квадратной угловой секунды монохроматического изображения туманности к яркости квадратной угловой секунды диска Солнца в соответствующем участке спектра. Принимая во внимание правило независимости поверхностной яркости от расстояния, можно при помощи соотношения (4) вычислить количество энергии E_λ, испускаемое 1 см² туманности в определенных монохроматических лучах, зная излучение, выходящее с 1 см² солнечного диска в аналогичных длинах волн.

В работе В. А. Амбарцумяна приведены значения $\lg \frac{i_{n\lambda}}{k_\lambda}$ согласно (4), значения $\lg E_\lambda$, где E_λ выражено в эрг/сек.см², для излучения туманностей в H_β, λ 4686, H_γ и H_δ. Затем были вычислены величины $\lg n_k$ на основе равенства:

$$4\pi E_\lambda = n_k h\nu A_{kl},$$

где n_k — количество атомов туманности, находящихся на k-ом энергетическом уровне в объеме цилиндра с поперечным сечением в 1 см² и осью, совпадающей с лучом зрения, A_{kl} — вероятность спонтанного перехода $k \to l$, соответствующего излучению в определенном монохроматическом свете. На основе теоретических соображений, вычислено соотношение возбужденных атомов и атомов, находящихся на первом энергетическом уровне.

В 1936—1937 годах были опубликованы результаты подробных фотометрических исследований планетарных туманностей *NGC* 6572, 6720 и 6853, проведенных Б. А. Воронцовым-Вельяминовым отчасти совместно с О. Крамер [7—9].

Для *NGC* 6572, на основе воспроизведенных Берманом в своей работе изофот туманности в излучении H_γ, был выведен ход пространственной плотности излучения вдоль радиуса туманности. После этого, с

использованием, известных из других исследований, видимой фотографической величины, относительной интенсивности монохроматических изображений, углового размера, а также расстояния туманности, и с учетом селективной чувствительности аппаратуры, была определена пространственная плотность водорода в туманности в г/см³. В центральных областях туманности она оказалась порядка 20.10⁻²¹ г/см³. Была вычислена также масса *NGC* 6572, оказавшаяся равной $0.007 M_\odot$.

NGC 6720 была исследована по негативу, полученному Г. А. Шайном. Были сделаны фотометрические разрезы этой туманности, и построены ее изофоты. Определено пространственное распределение интенсивности излучения для различных радиусов *NGC* 6720. Обнаружено, что суммарное излучение туманности вдоль любого видимого диаметра постоянно до 5%.

Для туманности *NGC* 6853 исследовано по негативу, полученному на 12″ рефлекторе Кучинской обсерватории, распределение яркости по диску.

В. А. Амбарцумян в своем курсе теоретической астрофизики, вышедшем в 1939 году, вывел весьма простую формулу, для оценки массы газовой туманности на основе фотометрических данных [10]. Формула эта нашла широкое применение. Тут же В. А. Амбарцумян наглядно показал, что масса туманности, оцененная с допущением для оптической толщины τ туманности за пределом серии Лаймана значения равного единице, должна быть близка к истинной.

При малости τ сравнительно с единицей, температуры ядер туманностей, вычисляемые по методу Цанстра должны быть сильно завышены. Если же τ больше единицы, то туманность надо мыслить разделенной на два слоя: внутренний, в котором $\tau < 1$ и внешний с $\tau > 1$. Внешний слой туманности, из-за того, что до него не будет доходить излучение с частотой, необходимой для ионизации водородных атомов, не будет светиться в бальмеровской серии, обусловленной рекомбинациями и каскадными переходами на второй энергетический уровень. Таким образом диаметр изображения туманности в линиях серии Бальмера окажется намного меньше, чем диаметр изображения в излучении некоторых других элементов. Но, большого различия в величинах монохроматических изображений туманностей, обусловленных излучением различных элементов, не наблюдается. Таким образом, приравнение τ к единице дает близкое к реальному значение массы туманности, определяемое по формуле:

$$\mathfrak{M} = V n^+ m_{\text{н}},$$

где V — объем туманности, n^+ — концентрация протонов в одном кубическом сантиметре, $m_{\text{н}}$ — масса атома водорода. (Необходимо вспомнить, что водород является основным составляющим элементом туманности).

Формула, определяющая относительную массу туманности выводится на основе следующих рассуждений.

Число рекомбинаций водородных атомов на уровень l в секунду в единице объема пропорционально:

$$n^+ n_e \frac{1}{l} e^{\frac{\chi}{KT_e}} E_i\left(\frac{\chi}{KT_e}\right),$$

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

где n_e—электронная плотность, T_e—электронная температура, а остальные обозначения—обычно употребляемые. $e^{\frac{\chi}{kT_e}} E_i\left(\frac{x}{kT_e}\right)$ малочувствительно к изменениям T_e, поэтому можно считать число переходов пропорциональным $n_i\, n_e f(l)$, где последний множитель обозначает некоторую функцию от e. Поэтому монохроматические излучения туманности в бальмеровских линиях будут пропорциональны Vn^+n_e. Но, т. к. в туманности водород почти нацело ионизирован, $n^+=n_e$. Поэтому:

$$n^+=\frac{\mathfrak{M}}{Vm_{\text{н}}}$$

и полное излучение туманности пропорционально:

$$Vn^{+2} \div \frac{\mathfrak{M}^2}{V}.$$

Светимость выразится формулой:

$$L=\frac{1}{C^2}\frac{\mathfrak{M}^2}{V},$$

где C некоторая постоянная. Для массы получается:

$$\mathfrak{M}=C\sqrt{LV}$$

По этой формуле В. А. Амбарцумян оценил массу диффузной газовой туманности в Большом Магеллановом облаке — 30 *Doradus*, получив для нее значение порядка тысяч масс Солнца.

По методу В. А. Амбарцумяна в Государственном астрономическом институте им. Штернберга Д. П. Гук и О. Д. Докучаевой были определены массы двух ярких диффузных туманностей *NGC* 6618 («Омега») и *NGC* 1976—1982 (туманность Ориона) [11, 12]. Эти определения явились первыми оценками масс диффузных эмиссионных туманностей, сделанными надежным методом на основе сравнительно тщательно проведенных фотометрических измерений изображений туманностей.

Негативы со снимками туманностей были получены: для *NGC* 6618 на 36-см (F=62 см) камере типа Шмидта Абастуманской астрофизической обсерватории (Д. П. Гук), а для туманности Ориона на 40-см (F=160 см) астрографе Крымской астрофизической обсерватории (О. Д. Докучаева). Для стандартизации послужили туманность *M* 31 и участки в туманности Ориона, для которых из упомянутой выше работы А. В. Маркова были известны яркости в звездных величинах. Измерение почернений на негативах было проведено на саморегистрирующем микрофотометре Крюсса. Затем были построены изофоты, интегрирование которых дало суммарную яркость исследуемых туманностей в звездных величинах. Принимая во внимание относительные интенсивности эмиссионных линий в спектре и зная расстояния до туманностей, были вычислены абсолютные фотографические звездные величины, т. е. светимости, в лучах $H\gamma$. Тут надо отметить, что при данных вычислениях не учитывался непрерывный спектр туманностей. Светимости туманностей сравнивались со светимостью планетарной туманности *NGC* 6572, для которой указанная величина была известна по работе Б. А. Воронцова-Вельяминова.

По формуле В. А. Амбарцумяна были вычислены массы *NGC* 6618 и туманности Ориона. С учетом известной опять же по работе Б. А. Воронцова-Вельяминова массы *NGC* 6572, были определены массы диффузных туманностей в абсолютных единицах. Масса туманности *NGC* 6618 оказалась равной 515 $M_\odot$, а туманности Ориона—280 $M_\odot$.

Мензел и Аллер провели в 1941 году, с целью определения электронных плотностей, спектрофотометрические исследования ряда наиболее ярких планетарных туманностей [40]. Соответствующие снимки были получены ими при помощи кварцевого бесщелевого спектрографа. Пригодными для изучения оказались спектры *NGC* 1535, 6543, 6572, 6826, 7009, 7027, 7662 и *JC* 418. Звездой сравнения служила π_1 Лебедя. Спектрограммы туманностей были обработаны на микрофотометре. Электронная плотность оценивалась в основном по интенсивности интервала в 20 А бальмеровского континуума, по формуле, выведенной Мензелом. В таблице 1 даны результаты вычислений.

Таблица 1

N NGC	N_e (эл/см³)
7027	9.3 10³
6572	17
6820	7
6543	18
7662	20
7009	33
1535	13
JC 418	12

Фундаментальные исследования, преимущественно газовых диффузных туманностей были проведены в 1949—1957 гг в Крымской астрофизической обсерватории Г А. Шайном и В. Ф Газе [13—26].

При помощи весьма светосильных камер с диаметрами 64 см и 45 см (относительное отверстие 1 1 4), в такой комбинации со светофильтрами, что можно было вырезать узкий участок спектра около линии $H\alpha$, был получен обширный ряд фотоснимков различных областей Галактики. Примененная методика дала возможность открыть до 200 ранее неизвестных газовых туманностей.

Полученный наблюдательный материал был обработан со многих точек зрения. Это дало возможность сделать следующие заключения кардинального значения.

Между диффузными газовыми туманностями и погруженными в них звездами *O—Bo* существует генетическая связь Обнаружена весьма хорошо выраженная тенденция туманностей ассоциироваться со звездами типа *O*, в особенности с кратными звездами или группами звезд *O*, причем последние преимущественно располагаются в центральных областях туманностей.

Ориентация отдельных туманностей и их деталей преимущественно направлена вдоль галактического экватора.

Массы туманностей превосходят суммарную массу звезд, ответственных за их свечение. Плотности в слабых туманностях порядка до 10 протонов в одном кубическом сантиметре, а в ярких доходит до 100 см⁻³. Массы ярких туманностей колоссальны,—например, для туманностей *NGC* 6523, 2237 и 6618 они определены равными 3200, 5800 и 260 солнечных масс, соответственно.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Для эмиссионных туманностей является характерным движение их вещества из центральных областей к периферийным частям. Свидетельством этого является наличие в туманностях остатков оболочек, колец и дуг, и известное сосредоточение материи по периферии.

На основе анализа флюктуаций яркости туманностей установлено их дробление на части в процессе эволюции.

Обнаружено проявление магнитного поля Галактики в структуре туманностей. Фактом говорящим в пользу этого является сильно вытянутая форма некоторых туманностей, что является результатом действия двух явлений: преимущественного движения материи в туманностях наружу и межзвездного магнитного поля. Направление вытянутостей туманностей совпадает с направлением плоскости преимущественного колебания электрического вектора света звезд, определенным на основе поляризационных наблюдений и являющимся характеристикой направленности магнитных силовых линий в Галактике.

Начиная с 1951 года в астрофизическом институте Академии наук Казахской ССР В. Г. Фесенковым совместно с Д. А. Рожковским проделана обширная работа по изучению газо-пылевых туманностей [27—31]. Наблюдательный материал был получен на 50 см менисковом телескопе Максутова конструкции Б. К. Иоаннисиани. Туманности фотографировались на обычных пластинках и по методике примененной Г. А. Шайном и В. Ф. Газе, т. е. на панхроматических пластинках с применением красного светофильтра, что давало возможность получать изображения туманностей практически в лучах водородной линии H_α. Для количественной обработки наблюдаемых явлений, делался ряд вспомогательных снимков. На фотографиях обнаружено чрезвычайно большое разнообразие внешнего вида туманностей. Наличие ярких сгустков, светлых границ между различными по яркости частями туманности, оболочек, изолированных ярких волокон разной длины, толщины и формы интерпретируется как свидетельство возможных интенсивных процессов конденсации диффузной материи. Выдвинута гипотеза образования звезд в газовых волокнах благодаря их распаду на отдельные сгустки плотного газового вещества.

О. Вилсон и Аллер в 1950 году провели подробное исследование структуры планетарной туманности *JC* 418 [55]. Наблюдательным материалом служили бесщелевые спектрограммы, полученные на 100″ рефлекторе. Было исследовано распределение яркости вдоль радиуса туманности в излучении: водородного атома, гелия, [*N*II], [*O*II], [*O*III], [*Ne*III], [*S*II]. Вычислены пространственные плотности излучения в эрг/сек.см³ вдоль радиуса. Затем, определены концентрации электронов и различных ионов для различных расстояний от ядра туманности.

По фотографии, полученной на 200″ рефлекторе, Минковский и Аллер провели фотометрическое исследование гигантской планетарной туманности *NGC* 3587 («Сова») [56] Установлено сравнительно равномерное бесструктурное распределение яркости по диску туманности. В области около центра, симметрично от ядра, имеются две конденсации. По «относительной экспозиции» Кертиса, с привлечением фотоэлектрических результатов Лиллера и Аллера, оценена яркость туманности в зеленых небулярных линиях и H_β, выраженная в эрг/сек.см³. Электронная плотность и масса туманности, оцененные по расстоянию 3630 пс, данному Берманом, равны ~ 50 см$^{-1}$ и $\sim 2\ M_\odot$. Но, считая расстояние завышенным в три раза, сделано перевычисление и получено для вышеуказанных величин 75 см$^{-1}$ и 0.15 $M_\odot$.

Особого внимания заслуживают работы Лиллера и Аллера и самостоятельно Лиллера по фотоэлектрической фотометрии планетарных туманностей [57, 58]. Это первые подробные исследования туманностей с применением электрофотометрической аппаратуры. Важным результатом явилось то, что была показана ненадежность данных о поверхностных яркостях планетарных туманностей, полученных на основе фотографической фотометрии.

При электрофотометрии туманностей были применены две различные методики измерений излучения туманностей. Первая из них основывалась на промерах монохроматических изображений туманностей, получаемых при помощи объективной призмы в комбинации с камерой Шмидта. Дисперсия при этом равнялась 160 Å/мм у H_β. Масштаб телескопа давал возможность разделить излучение небулярного дублета (N_1+N_2) от H_β. Интенсивность этих ярких монохроматических изображений и была измерена. В большинстве случаев удалось разрешить также излучение туманностей в N_1 и N_2. В качестве звезд сравнения были взяты α Лиры и α Лебедя, по наблюдениям которых на различных зенитных расстояниях определялись атмосферная экстинкция и спектральная чувствительность аппаратуры. На основе данных наблюдений были вычислены отношения интенсивностей $\frac{J(N_1+N_2)}{J(H_\beta)}$ и $\frac{J(N_1)}{J(N_2)}$ для одиннадцати планетарных туманностей. Сравнение измерений туманностей с измерениями Веги и Денеба дало возможность по описанной выше методике В. А. Амбарцумяна, вычислить поверхностные яркости туманностей в эрг/сек.см² в лучах N_1+N_2 и H_β Сравнение, определенной в этой работе фотоэлектрически, интенсивности излучения туманностей в N_1+N_2 с излучением в λ 4363, взятым согласно фотографическим определениям, дало возможность вычислить более точно электронные температуры туманностей. Затем были вычислены, также с привлечением расстояний туманностей по Берману, концентрации электронов в туманностях.

В другой работе Лиллер применил иную методику измерений. Наблюдения велись на 24 дюймовом кассегреновском телескопе с масштабом в фокальной плоскости 14″/мм. Излучение туманностей измерялось через два фильтра: интерференционный, вырезающий область спектра 4900—5050 А, в которую входили линии N_1 и N_2, и желтый светофильтр в комбинации с электрофотометром, охватывающий интервал между 5100 и 6000 ангстрем. Для сравнения измерялись звезды аналогичного с Солнцем спектрального типа. Тщательно было учтено влияние свечения ядер туманностей. Было измерено 13 туманностей, причем среди них было семь ранее измеренных через объективную призму. Опять же с применением метода В. А. Амбарцумяна были выведены поверхностные яркости туманностей в излучении зеленого дублета иона кислорода. С привлечением из первой работы относительных интенсивностей была вычислена поверхностная яркость туманностей в лучах H_β. По наблюдениям, с привлечением относительных интенсивностей туманностей в различных монохроматических лучах известных по результатам фотографической спектрофотометрии, вычислены фотографические звездные величины туманностей. На основе промеров в желтом фильтре, а также дополнительно выполненных измерений с применением интерференционного фильтра с пропусканием между H_γ и H_δ, где эмиссионное излучение

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

туманностей отсутствует, были вычислены фотографические и фотовизуальные звездные величины ядер планетарных туманностей.

Результаты работы Лиллера и Аллера, как было отмечено выше, показали неточность определений поверхностных яркостей планетарных туманностей, проведенных ранее методом фотографической фотометрии. Для иллюстрации этого приводим таблицу 2, составленную по данным таблицы 6 работы Лиллера [58]. В первом столбце таблицы дан номер туманности по каталогу *NGC*, во втором столбце приведено отношение значения поверхностной яркости туманности в лучах H_β, определенной фотографически Мензелом и Аллером [40], к значению, определенному Лиллером.

Таблица 2

NGC	$S_{\beta}^{\varphi} : S_{R}^{\tau}$
40	48.0
1535	7.8
6543	6.5
6572	5.1
6826	7.4
7009	14.0
7027	5.0
7662	20.0
JC 418	0.9

Если поверхностные яркости, вычисленные на основе фотоэлектрических, считать близкими к истинным, то ошибочность определений яркостей методом фотографической фотометрии по-видимому слишком велика.

Наши определения поверхностных яркостей туманностей на основе их фотоэлектрической фотометрии, проведенной по другой методике, близки к значениям данным Лиллером. Тем самым вывод о больших неточностях методов фотографической фотометрии в отношении туманностей подтвержден окончательно и нежелательность употребления значений поверхностных яркостей, определенных по этому методу, ясна.

Впрочем этот вопрос мы подробнее будем излагать в соответствующем месте.

Классическая работа по спектрофотометрическому исследованию планетарной туманности *NGC* 7027 была выполнена Аллером, Боуэном и Минковским [59]

Наблюдательный материал получен на 200″, 100″ телескопах Вилсоновской и Паломарской обсерваторий и отчасти на 82″ рефлекторе Макдональдской обсерватории Применялись большие дисперсии 6 7 Å/мм —56 Å/мм и долгие экспозиции, доходящие до 20 часов. Спектр *NGC* 7027 исследовался в интервале 3200—9000 А. В результате обработки наблюдений для 263 линий получены длины волн, отождествления и относительные интенсивности.

Других работ по спектрофотометрии планетарных туманностей мы не будем упоминать здесь. О них будет сказано в гл. III.

По спектрограммам, полученным на 100″ рефлекторе, Остерброк измерил отношение интенсивностей компонент линии ионизованного кислорода [*O*II]—λ 3727 в диффузной туманности Ориона, в 16 точках окрестности Трапеции [60]. Обнаружена хорошая корреляция между величиной указанного отношения и поверхностной яркостью туманности. Согласно теории, развитой Ситоном, вычислены электронные плотности.

Около трапеции значение плотности равно 3·10 э/см³, в 15′ к юго-западу от нее 3·10 э/см³.

Подробные фотометрические исследования были проведены с целью изучения одного из замечательнейших объектов нашей Галактики -Крабовидной туманности.

Фотографии, полученные Бааде [61] при помощи 100″ рефлектора, в различных областях спектра, показывают, что Крабовидная туманность состоит из двух взаимопроникающих частей светящейся материи: волокон, излучающих эмиссионные линии и аморфной массы, характеризующейся непрерывным свечением. Более чем 80% излучения туманности приходится на ее аморфную часть.

Спектрофотометрические исследования Минковского [62] подтвердили вышеуказанное. Было обнаружено, что волокна Крабовидной туманности излучают эмиссионные линии следующих элементов· *H*, *He*I, *He*II, [*N*II], [*O*I], [*O*II], [*O*III] и [*S*II] Причем, линии водорода слабы и практически все излучение туманности сосредоточено в непрерывном спектре ее аморфной части.

Объяснение Минковским происхождения наблюдаемой интенсивности непрерывного спектра Крабовидной туманности требовало наделения звезды, возбуждающей свечение туманности, феноменальными свойствами.

В дальнейшем было обнаружено мощное радиоизлучение Крабовидной туманности. И. С. Шкловским [32] для объяснения, как оптического, так и радиоизлучения был предложен один и тот же механизм—тормозное излучение релятивистских электронов в магнитном поле туманности.

В 1953 году М. А. Вашакидзе [33] и В. А. Домбровский [34] открыли поляризацию оптического радиоизлучения Крабовидной туманности, что говорит в пользу механизма свечения, предложенного И. С Шкловским.

М. А. Вашакидзе на основе фотометрии негативов, полученных при различных ориентациях поляроида, было установлено, что степень поляризации в Крабовидной туманности велика, порядка 22%.

В. А. Домбровским, на основе электрофотометрических наблюдений, была получена, для шести измеренных областей туманности размером 3 квадратных минуты, степень поляризации от 9 до 15 процентов. При этом выяснилось, что направление преимущественных колебаний для всех областей примерно одинаково.

Более детальные поляризационные исследования—фотографические и фотоэлектрические—выполнены Г. А. Шайном, С. Б. Пикельнером, Р. Н. Ихсановым [35], Э. Е. Хачикяном [36], Оортом и Валравеном [63].

Согласно работам [36, 63], которые надо считать наиболее точными, поляризация в отдельных местах туманности очень высока, порядка 50—60%, в некоторых точках она может быть и полной Поляризация не радиальна. Наиболее яркие области туманности показывают наибольшую поляризацию. Оценка массы волокнистой части Крабовидной туманности дает значение порядка сотой массы Солнца. Масса аморфной же части туманности, вероятно, составляет миллионную долю указанной.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Глава II

НАБЛЮДАТЕЛЬНАЯ АППАРАТУРА

§ 1. Телескоп

В качестве питающей оптики электрофотометра был применен 33-см рефлектор Абастуманской обсерватории, сконструированный Н. Г. По- номаревым и построенный в Ленинграде, в Государственном Астроно- мическом институте, в 1932 г. Рефлектор—классического типа с парабо- лическим главным зеркалом. Данные об оптике рефлектора приведены в таблице 3.

Таблица 3

Диаметр параболич. зеркала	330 мм
Главный фокус	1650 мм
Эквивалентный фокус	5000 мм
Относительное отверстие	1:15
Масштаб	41 "мм
Рабочая площадь параболич. зеркала с учетом экранирования гиперболич. зеркалом	776 см²

Зеркала рефлектора алюминированы. Алюминирование было произ- ведено перед началом наших наблюдений и оставалось без замены до их окончания.

Монтировка рефлектора вилочная. Круги склонения и прямого вос- хождения разделены довольно часто. Цена деления, как круга склоне- ния, так и круга восхождения равна 15 минутам дуги. Рефлектор снаб- жен 100 мм гидом, имеющим позиционный микрометр. Фокусное рассто- яние гида 150 см. В начале нашей работы гид располагал лишь прямой подсветкой нитей в окуляре, что дает в поле зрения освещенный фон с темными нитями. В связи с началом наблюдений сравнительно слабых и притом поверхностных объектов, трудно выделяющихся на освещенном фоне, пришлось изготовить приспособление для боковой подсветки ни- тей. При этом, как известно, имеем темное поле со светящимися нитями. При такой подсветке нахождение и гидирование наблюдаемого объекта сравнительно облегчено.

Искатель рефлектора имеет объектив в 25 мм и поле зрения до трех градусов в диаметре. Слабость искателя подчас затрудняла нахождение наиболее слабых объектов из нашей программы наблюдений, поэтому к рефлектору в таких случаях прикреплялся бинокулярный кометоиска- тель Цейсса, имеющий 100-мм объективы и большое поле зрения. Часо- вой механизм телескопа гиревой.

На выходе телескопа помещена линза Фабри, дающая изображение главного зеркала рефлектора. При креплении электрофотометра к телес- копу изображение это совмещается с фотокатодом умножителя или фо- тоэлемента. Процедура фотометрирования состоит в том, что измеряется освещенность главного зеркала телескопа, которая обусловлена вели- чиной световой энергии, падающей на него от наблюдаемого объекта. Применение оптической схемы с линзой Фабри весьма существенно, т. к. это дает возможность устранить те ошибки измерений, которые могут возникнуть при фокальном изображении наблюдаемого объекта (напри- мер, звезды) на фотокатоде умножителя или фотоэлемента, не облада- ющем одинаковой чувствительностью во всех своих точках.

§ 2. Выбор умножителя

В Абастуманской астрофизической обсерватории в 1937 году был установлен звездный электрофотометр, разработанный В. Б. Никоновым и П. Г. Куликовским [37], который к моменту начала наших наблюде- ний давал возможность в комбинации с 33-см рефлектором фотометри- ровать звезды до 7.0 звездной величины. Воспользоваться им для фо- тометрии выбранных нами туманностей нельзя было, так как излучение большинства этих объектов слабее чем у звезд указанной величины. Ввиду этого необходимо было создать более чувствительную аппаратуру. Естественно было для этого воспользоваться вместо фотоэлемента (как в фотометре В. Б. Никонова и П. Г. Куликовского) фотоумножителем, дающим возможность в комбинации с усилителем постоянного тока с малым коэффициентом усиления получать большую полезную чувстви- тельность. Проведенное О. Д. Дзимистаришвили, А. Л. Ошеровичем, С. Ф. Родионовым и нами испытание в Абастуманской обсерватории электрофотометра с умножителем, разработанного в Лаборатории фото- метрии Физического института Ленинградского государственного уни- верситета, показало возможность фотометрирования на 33-см рефлек- торе звезд до 9.5 звездной величины [38].

В астрономической практике наибольшее распространение получили, благодаря своей высокой полезной чувствительности и охвату спектра от 3000 Å до 6000 Å, фотоумножители с сурьмяно-цезиевым катодом. Для наших наблюдений мы решили применять указанные умножители, т. к. излучение планетарных и диффузных туманностей, в основном, со- средоточено в указанном участке спектра.

Нами было проведено испытание до 20 отечественных умножителей двух типов: ФЭУ-17 и ФЭУ-19, с целью сравнения их относительных по- лезных чувствительностей и оценки величины темнового тока.

Умножители ФЭУ-17 имеют электростатическую фокусировку элек- тронов и располагают 13-ю динодами. Вывод анода у них находится от- дельно от штырьков динодов, чем достигается удовлетворительная его изоляция. Форма фотокатода не отличается от таковой динодов и фото- эффект происходит благодаря отражательному вылету электронов. Перед фотокатодом, во избежание образования зарядов на стенках баллона, расположена находящаяся под определенным потенциалом сетка для со- бирания электронов, уклоняющихся от направления от фотокатода к ди- ноду. Ширина фотокатода приблизительно равна 2 см, а полезная высота 0.7 см. Последнее обстоятельство подчас вызывает затруднения в точной центрировке фотокатода по отношению к измеряемому световому потоку.

Фотоумножитель ФЭУ-19 отличается от предыдущего лишь другим устройством фотокатода и одним лишним динодом Фоточувствительный слой у него нанесен на стекле, на тупосрезанной верхней части баллона на поверхности диаметром в 5 см. Фотоэффект сквозной: электроны выле- тают по направлению распространения света. Большая площадь фотока- тода дает преимущество этим умножителям перед ФЭУ-17 в том отноше- нии, что гарантирует полное попадание светового потока на их катод.

Для испытания умножителей нами были изготовлены два специаль- ных фотометрических стандарта. Первый из них состоял из пустотелого деревянного цилиндра со съемным дном и крышкой. В центре крышки была помещена 6.3-вольтовая лампочка от карманного фонаря. Интенсив- ность ее света можно было ослабить путем помещения различных филь- тров в зазоре между цилиндром и крышкой или дном. Наряду с филь-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

трами помещалось также матовое стекло, которое обеспечивало равномерное распределение плотности светового пучка по его сечению.

Малое отверстие в дне стандарта ограничивало световой пучок по сечению таким образом, чтобы он полностью умещался на фотокатоде при заданном расстоянии между катодом и нижней поверхностью дна. Питание лампочки осуществлялось банкой щелочного, 100-ампер-часового, 1.3-вольтового аккумулятора и контролировалось вольтметром. Накал лампочки можно было менять путем подключенного по потенциометрической схеме 30-омного проволочного реостата.

Позднее, по получении самосветящегося радиоактивного порошка—радиофосфора, был изготовлен второй фотометрический стандарт, послуживший для испытания другой партии умножителей. Стандарт представлял самосветящийся порошок смешанный с ацетоновым лаком и нанесенный в виде точки на металлический диск, который при испытаниях умножителей помещался перед их фотокатодом.

Было изготовлено два делителя напряжения один для умножителей ФЭУ-17 и другой для—ФЭУ-19. Делитель напряжения представлял собой толстое эбонитовое кольцо с медными штырьками, количество которых соответствовало количеству выводов умножителя. К штырькам последовательно были припаяны малогабаритные высокоомные сопротивления. 620 килоом у делителя к умножителю ФЭУ-17 и 350 килоом у делителя к ФЭУ-19.

Сопротивления предварительно были отобраны и друг от друга не отличались по величине более чем на 1%. Делитель схематично показан на рис. 1.

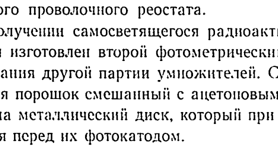


Рис. 1 Делитель напряжения

Испытуемый умножитель вставляется в кольцо делителя, закреплялся в нем боковым винтом и все его выводы тщательно припаивались к соответствующим штырькам делителя коротенькими проволочками с двойной виниловой изоляцией. Поверхность баллона умножителя тщательно промывалась эфиром с целью уменьшения токов утечки.

Таким образом, умножитель был готов для испытания. Необходимо было поместить его в светонепроницаемый корпус. Корпуса были сделаны из латунной жести толщиной в 1.5 мм. Питание умножителей осуществлялось сухими анодными батареями БАСГ-60 и БАС-80. Тут же отметим, что и при дальнейшей работе мы применяли для питания умножителей

сухие анодные батареи указанного типа. Питание от переменного тока через стабилизатор напряжения было трудно осуществить в условиях нашей обсерватории из-за отсутствия в то время непрерывного, круглосуточного снабжения электроэнергией.

От вывода анода ток умножителя подавался к одноламповому усилителю постоянного тока, после чего измерялся чувствительным зеркальным гальванометром.

Первый из изготовленных фотометрических стандартов надевался плотно на электрофотометр, укутывался черной материей и измерения начинались. Они обычно проводились при значениях напряжения накала лампочки: 0.70, 0.75, 0 80, 0 85, 0.90, 0 95 и 1 00 вольт и напряжениях на умножителе 820, 875, 940 для ФЭУ-17 и 940, 1070, 1260, 1390 вольт для ФЭУ-19. Напряжения на умножителе менялись в зависимости от чувствительности того или иного экземпляра

В таблице 4 приведены некоторые данные о результатах нескольких умножителей из первой партии их, полученных нами В таблице 5 собраны результаты промеров со вторым фотометрическим стандартом некоторых умножителей, полученных нами позднее Это были умножители типа ФЭУ-19, отличающиеся от ранних наличием закрашенной черной краской перетяжки в передней части баллона.

Таблица 4

№№ п. п.	№№ умножителей	Напряжение ФЭУ (V)	Показания гальванометра в дел.	Колебания гальванометра в дел.	Темновой ток в $A\ 10^{-10}$	Примечание
	ФЭУ—17					
1	26—IX—52	820	5	0	0.20	Напряжение накала лампочки стандарта 0.75 в
"	"	1200	110	10	20.0	
2	25—IX—52	810	5	0 3	1.6	
"	"	875	10	1—2	3.7	
"	"	940	20	2	0.9	
3	40—X—52	940	5	1	3.0	
"	"	1070	19	2	25.0	Температура воздуха +5—+10°C
4	48—X—52	810	55	20		
	ФЭУ—19					
5	428—X—52	1070	4	1	2.3	
"	"	1260	20	3		
"	"	1390	60	10		
6	423—X—52	1070	20	5	2 8	
"	"	942	7	2		

Таблица 5

№№ п.п.	ФЭУ \ ФЭУ		800 в	990 в	1155 в	1320 в	1485 в
7	222—IX—54	Эталон	—	5 5	11	41	—
		темн. ток	2	4	6	11	—
8	212—IX—54	Эталон	—	—	9	28	51
		темн. ток	0	0	0.5	11	3
9	202—IX—54	Эталон	—	—	4	15	42
		темн. ток	0	0	0	0	0
10	423—X—52	Эталон	—	11	64	87	—
		темн. ток	0	0.3	2	25	—

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Вначале, для электрофотометра мы взяли умножитель № 5 из таблицы 4,—типа ФЭУ-19. По сравнению с умножителями ФЭУ-17, как видно из таблицы, он обладает слегка меньшей полезной чувствительностью. Но, мы предпочли его из-за большей величины фотокатода, что обеспечивало, при креплении фотометра к рефлектору, полное попадание на фотокатод изображения главного зеркала телескопа, создаваемого линзой Фабри и имеющего по сечению диаметр равный 5 мм. В дальнейшем, по получении новой партии умножителей типа ФЭУ-19 с перетяжкой, умножитель № 5 был заменен № 9, лучшим, как это видно по таблице 5, в смысле полезной чувствительности.

Спектральные чувствительности отобранных для фотометра умножителей были измерены нами при помощи монохроматора УМ-2. Монохроматор снабжен стеклянной оптикой. Призма у него сделана из стекла ТФ-3. Монохроматор предназначен для работы в интервале 3800 — 10000 А.

В качестве источника света служила точечная лампа накаливания СЦ-62 (12 в, 100 вт), входящая в комплект сенситометра ФСР-4. Цветовая температура лампы, по паспорту, при режиме питания в 10.62 в, равна $2850° \pm 20°$ К. В качестве нейтрального индикатора световой энергии был применен термоэлемент со следующими характеристиками: сопротивление 12.2 ом, чувствительность 1.0 вольт/ватт, приемная площадь $1 \times 10 = 10$ мм^2. Ток от него измерялся зеркальным гальванометром с внутренним сопротивлением 18.7 ом и чувствительностью 4.35×10^{-9} a/мм при расстоянии между зеркальцем гальванометра и отсчетной шкалой в 1 м.

Распределение энергии в спектре лампы сперва промерялось термоэлементом, затем, на его место помещался умножитель и измерения повторялись. Эта процедура проводилась несколько раз. Промеры в спектре делались через каждые 50 А, начиная с 4000 Å в сторону красного участка спектра. При измерениях с умножителем яркость спектра приходилось немного уменьшать. Для этой цели мы пользовались нейтральными стеклянными светофильтрами НС-8, НС-9, НС-10 и пленками, которые по надобности, в различной комбинации устанавливались перед входной щелью монохроматора. Спектральные пропускания нейтральных фильтров были тщательно вымерены на монохроматоре же. Характеристики их представлены на рис 2. При измерениях, растворы входной и выходной щелей монохроматора брались равными 0.5 мм, что около 4000 А соответствовало 16 Å, а около 6000 Å—80 Å.

В таблице 6 приведены результаты измерений. Первый столбец содержит длины волн, в последующих столбцах даны для двух умножителей отбросы гальванометра при промере энергии и в спектре при помощи термоэлемента ($n_{тэ}$) и умножителя ($n_{фэу}$) и отношения $\sigma(\lambda) = \frac{n_{фэу}}{n_{тэ}}$, т. е. значения спектральной чувствительности умножителей согласно промерам. Приведенные в таблице данные освобождены от влияния нейтральных светофильтров.

Необходимо указать, что в монохроматоре УМ-2 много рассеянного света. Поэтому, при промерах спектра термоэлементом около 4000 Å, в получаемых малых отбросах гальванометра существенная доля будет обусловлена им. Мы проверили это. Для этого, с более чувствительным чем термоэлемент и чувствительным к длинноволновым лучам (куда приходится максимум излучения лампы) прибором—кислородно-цезие-

вым умножителем,—были проведены промеры следующим образом. Сперва был взят отброс гальванометра, соответствующий такому развороту призмы монохроматора, при котором на его выходной щели проектировался участок спектра около 4100 Å. Затем, перед входной щелью

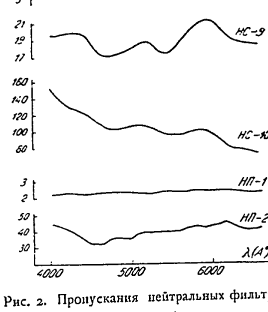


Рис. 2. Пропускания нейтральных фильтров

Таблица 6

λ(A°)	ФЭУ—19 № 423—X—52			ФЭУ—19 № 202—IX—54		
	$n_{тэ}$	$n_{фэу} \cdot 10^{-3}$	$\sigma(\lambda) \cdot 10^{-3}$	$n_{тэ}$	$n_{фэу} \cdot 10^{-3}$	$\sigma(\lambda) \cdot 10^{-3}$
4000	1.1	926	842	0.9	718	798
4100	2.2	2 606	1 184	2.0	1 860	930
4200	4.0	5 690	1 422	3.3	3 420	1 036
4300	6.0	11 200	1 867	4.8	5 310	1 106
4400	8.5	16 560	1 948	6.4	6 560	1 033
4500	11.6	23 281	2 070	9.0	10 100	1 122
4600	16.5	31 743	1 924	12.5	13 600	1 030
4700	22.2	43 048	1 940	17.0	16 270	975
4800	28.5	50 581	1 775	22 1	19 800	895
4900	36.0	58 453	1 624	28.7	22 800	790
5000	46.0	63 761	1 384	35.5	22 420	685
5100	56.0	78 885	1 409	44.0	27 500	624
5200	68.0	93 727	1 378	54.0	30 100	558
5300	82.2	96 000	1 170	65.0	30 000	465
5400	98.0	96 370	983	78.1	29 200	374
5500	114	100 510	882	92.0	24 200	263
5600	131	95 030	725	108.0	21 300	197
5700	152	93 346	614	124	18 650	150
5800	172	63 336	368	142	15 500	109
5900	193	45 627	236	158	10 860	69
6000	220	26 000	118	178	6 680	38
6100	245	11 567	47	196	3 640	19
6200	272	5 638	21	216	1 865	9
6300	303	2 819	9	272	955	4
6400	320	1 412	4	302	355	1

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

монохроматора помещался светофильтр ЖС-17, не пропускающий излучение короче 4700 А. В последнем случае отсутствие отброса гальванометра, показывало бы, что рассеяние в монохроматоре мало. Но, отброс

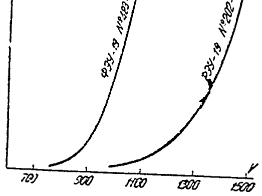


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики умножителей

имел место и составлял 30% от первоначального. Таким образом, для получения правильных значений спектральной чувствительности умножителей необходимо было значения n_λ, в фиолетовом участке спектра соответственно изменить, что нами и было сделано при построении спектральной абсолютной чувствительности нашей наблюдательной аппаратуры в целом (рефлектор плюс электрофотометр).

На рис. 3 приведены вольт-амперные характеристики фотоумножителей № 5 и № 9.

Предполагая, что флюктуации при промерах умножителем в основном обусловлены флюктуациями термоионной эмиссии, мы, с целью максимального понижения последней, провели многочисленные опыты по охлаждению умножителей

Для охлаждения использовался «сухой лед» (—75°C), который добывался из баллонов со сжатой углекислотой. Но, к сожалению, наши попытки не увенчались успехом. Несмотря на резкое понижение темнового тока, величина флюктуаций оставалась прежней. Мы пришли к убеждению, что в умножителях данного типа, при тех напряжениях питания, которые мы применяли (900—1200 в), основной причиной флюктуаций анодного тока являются не флюктуации термоионной эмиссии. Принимая во внимание, что в конструкции этих умножителей приняты меры по уменьшению токов утечки (анод умножителей расположен далеко от выводов динодов), можно высказать предположение, что указанные флюктуации происходят из-за неудовлетворительной фокусировки электронов на динодах и аноде умножителя

На рис. 4 приведен разрез рабочего корпуса с фотоумножителем. На рис. 5 дана фотография корпуса, прикрепленного к 33-см рефлектору.

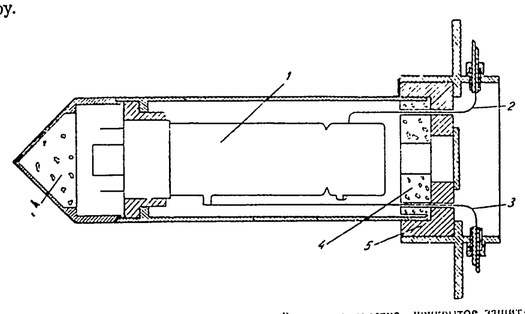


Рис. 4. Разрез корпуса с умножителем Входное отверстие—прикрытое защитным стеклом—справа. 1—умножитель, 2—провод питания умножителя, 3—анодный провод умножителя, 4—влагоосушитель (силикагель), 5—эбонитовая прокладка, которая служила термоизолятором защитного стекла при пробных охлаждениях корпуса с умножителем с целью понижения темнового тока

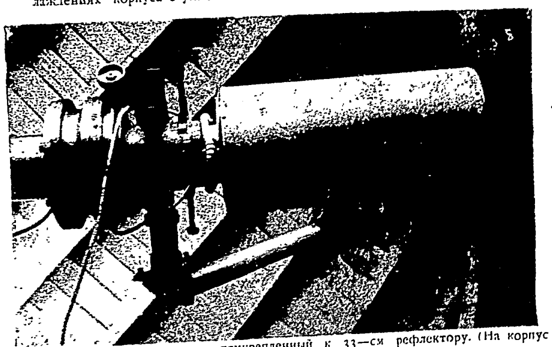


Рис. 5. Корпус с умножителем, прикрепленный к 33—см рефлектору. (На корпус надет металлический цилиндрический футляр, в который насыпался «сухой лед» при пробных охлаждениях умножителя)

§ 3. Усилитель

Располагая электрометрической лампой 1ЭП1, мы решили собрать на ней усилитель постоянного тока В таблице 7 приведены характеристики лампы.

Усилитель был собран по схеме Дю-Бриджа Броуна, находящей широкое применение в астрономической практике Подробное описание

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

и расчет схемы приведены в Курсе астрофизики и звездной астрономии (Москва—Ленинград, 1951, стр. 416), поэтому мы не будем останавливаться на них здесь.

Таблица 7

Характеристики лампы IЭIП

Напряжение накала	1 в
Ток накала	46 ма
Напряжение анода	6 в
Ток анода	64 мка
Напряжение сетки пространственного заряда	4 в
Ток сетки пространствен. заряда	610 мка
Напряжение управляющей сетки	—3 в
Ток управляющей сетки	$7 \cdot 10^{-14}$ а
Крутизна характеристики	45 мка/в

При работе с умножителем, как известно, нет надобности в больших усилениях, поэтому наш усилитель был снабжен входными сопротивлениями в 10^7 и 10^8 ом, которые дали возможность получить усиления равные 200 и 2000, соответственно, при токе накала лампы в 44 миллиампера. Как видим, последний слегка занижен по сравнению с паспортным. Это было сделано с целью гарантировать долговечную работу лампы. Усилитель снабжен приспособлением для контроля коэффициента усиления, проверки его пропорциональности и измерения его крутизны.

Питание усилителя осуществляется стоамперчасовыми 1.3 вольтовыми аккумуляторами. На выходе усилителя, для измерения тока, стоит зеркальный гальванометр с чувствительностью 0.6×10^{-9} а/мм-м, периодом собственных колебаний—4 сек., внутренним сопротивлением 400 ом и внешним критическим 14000 ом. Имеется возможность его раз-

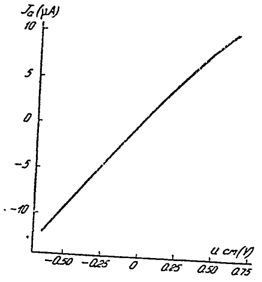


Рис. 6. Зависимость между смещением напряжения на управляющей сетке лампы и током в гальванометре усилителя

личной шунтировки. На рис. 6 представлена зависимость между смещением напряжения на управляющей сетке лампы и значением тока в гальванометре усилителя.

Как видим, зависимость в интервале смещения от 0 до —0.40 в. совершенно прямолинейна. С выходным сопротивлением усилителя в 10^7 ом мы будем находиться в этом интервале при измерении световых потоков, дающих от умножителя ток, не превышающий $4 \times 10^{-8} a$. На 33-см рефлекторе и при напряжении умножителя около 900—1000 в, это соответствует объектам 4—5 звездной величины. Это обстоятельство для нас было вполне приемлемо, т. к. фотометр предназначался для измерения более слабых объектов.

Ток от умножителя к усилителю подается высокоизолированным экранированным проводом. Полное разделение умножителя от усилителя, не привнося никаких помех при нашей постоянной времени, как мы убедились из практики, удобно в том отношении, что дает возможность быстрой замены одного умножителя другим, скажем,—более чувствительным или же с другими спектральными характеристиками.

На рис. 7 представлена фотография общего вида усилителя. На рис. 8 дана полная схема электрофотометра—усилителя с фотоумножителем.

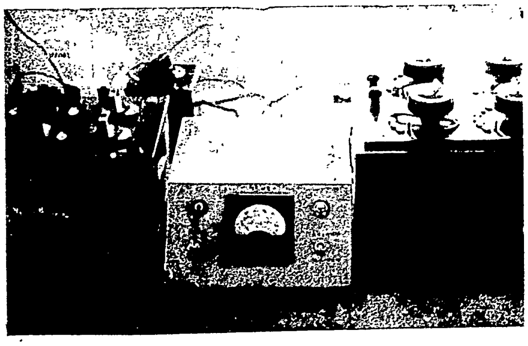


Рис. 7 Усилитель.

§ 4. Испытание электрофотометра

С целью испытания электрофотометра были проведены с ним на 33-см рефлекторе наблюдения звезд 7—11 звездной величины без применения светофильтра и со светофильтрами Шотта BG-3 и GG-11. При промерах применялись диафрагмы, вырезающие на небе кружки с диаметрами 62″ и 124″. Наблюдательная процедура заключалась в попеременном взятии отбросов гальванометра при наведении телескопа сперва на участок неба рядом со звездой (фон), затем на звезду (звезда плюс фон). В таблице 8 приведены данные об измерениях трех звезд с элек-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

трофотометром, который был снабжен фотоумножителем ФЭУ-19 № 423-X-52 (№ 5). В первых двух столбцах таблицы даны номер звезды и звездная величина по BD. В последующих шести столбцах даются величины отбросов гальванометра при промере фона и звезды с фоном без применения светофильтров и со светофильтрами. Девятый, десятый и одиннадцатый столбцы содержат средние арифметические отбросов, обусловленных излучением только звезды без фона и их средние квадратические ошибки: в скобках указаны величины ошибок в процентах.

Для того, чтобы выяснить предельную практическую проницающую способность электрофотометра, были проведены наблюдения короткопериодической цефеиды *DY Peg*.

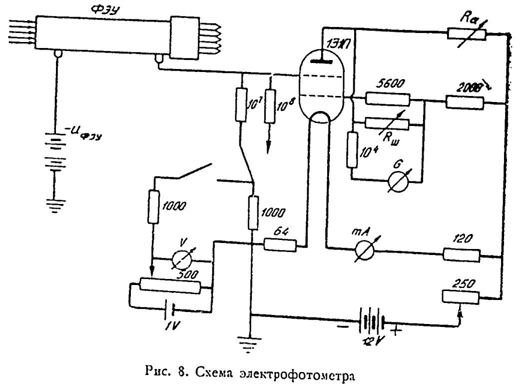


Рис. 8. Схема электрофотометра

Период изменения этой звезды равен 105 минутам, блеск ее меняется в пределах $10.^m1$—$10.^m7$. Звездой сравнения служила *HD* 218587 ($M_{ptm}=9.7$, $S_p=G_0$), расположенная на расстоянии 6 угловых минут от *DY Peg*. По три отброса гальванометра брались для каждого из ниже указанных объектов: звезда сравнения, фон, переменная.

В таблице 9 содержатся результаты измерений. В трех столбцах таблицы последовательно даны: юлианский момент наблюдения, фаза и разность блеска в звездных величинах между переменной и звездой сравнения. Поправка за атмосферное поглощение не принималась во внимание из-за близости расположения переменной и звезды сравнения на небе и из-за небольшого различия их спектров. Фазы вычислены согласно данным, приведенным в Общем каталоге переменных звезд Б. В Кукаркина и П. П. Паренаго.

Таблица 8

Звезда	m	n_g						n_g^*			$R_ш$
		без филь.		GG-11		BG-3		без фильтра	GG-11	BG-3	
		фон	* + фон	фон	* + фон	фон	* + фон				
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
BD+40°776	7.2	9.4	256	2.0	61.5	1.5	101.0	246.0±0.9 (0.4%)	58.6±0.5 (0.8%)	98.8±0.3 (0.3%)	100
		10.0	258	1.6	59.0	1.7	99.8				
		10.1	254	1.8	60.0	2.0	101.1				
		9.7	255	1.6	61.0	1.9	100.5				
BD+40°771	8.8	21.2	97.5	5.5	63.6	6.0	28.5	77.0±0.3 (0.4%)	58.0±0.4 (0.7%)	22.0±0.8 (3.6%)	300
		20.0	97.5	6.0	63.0	6.8	27.0				
		19.7	96.6	5.4	64.5	6.3	30.0				
		20.5	97.5	5.8	63.6	5.8	27.6				
BD+40°773	9.5	39.0	87.0	8.0	25.0	13.3	29.0	47.5±0.5 (1.0%)	17.8±0.5 (2.8%)	15.7±0.2 (1.3%)	500
		39.0	85.0	9.5	27.5	11.7	27.0				
		38.0	86.0	9.0	26.0	12.5	28.0				
		38.5	86.5	8.0	27.0	11.8	28.0				

На рис. 9 графически представлены данные таблицы. Как видим, изменение блеска *DY Peg*, несмотря на большой разброс точек, удовлетворительно обрисовано. В среднем, величина средней квадратической ошибки одного измерения, состоящего из трех отбросов гальванометра, равна $0.^m07$.

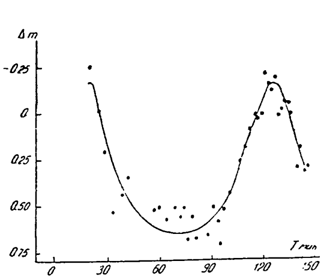


Рис. 9. Изменение блеска. Нульпункт оси ординат 4 часа 28.XI.1953 Вс. вр

В результате вышеуказанных наблюдений можно было заключить, что собранный нами электрофотометр в комбинации с 33-см рефлектором дает возможность с удовлетворительной точностью (1%—2%) производить измерения объектов 8—9.5 звездной величины. При надобности, с меньшей точностью, при его помощи можно наблюдать объекты до 10.5 звездной величины. Все это удовлетворяло поставленной нами задаче, ибо визуальные звездные величины тех ярких планетарных туманностей, которые мы намеревались наблюдать, были меньше $9.^m0$.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Таблица 9

JD 2434710 +	φ	Δm	JD 2434710 +	φ	Δm
.181	0.968	—0.25	.240	0.772	+0.26
.184	0.004	—0.01	.242	0.800	+0.10
.186	0.032	+0.21	.244	0.827	+0.09
.190	0.087	−0.54	.246	0.854	+0.01
.193	0.128	—0.44	.247	0.868	+0.02
.196	0.169	+0.34	.249	0.896	+0.01
.206	0.306	+0.52	.250	0.909	—0.23
.208	0.333	+0.51	.251	0.923	—0.17
.211	0.374	+0.58	.253	0.950	—0.12
.215	0.429	+0.52	.254	0.964	—0.20
.217	0.457	+0.56	.256	0.992	+0.02
.218	0.471	+0.52	.257	0.005	—0.02
.219	0.484	+0.70	.258	0.019	—0.06
.222	0.525	+0.57	.260	0.046	—0.06
.223	0.539	+0.69	.261	0.060	0.00
.228	0.608	+0.67	.263	0.088	+0.30
.230	0.635	+0.52	.265	0.115	+0.18
.231	0.649	+0.60	.267	0.142	+0.31
.233	0.676	+0.62	.268	0.156	+0.29
.234	0.690	+0.52			
.236	0.717	+0.44			

§ 5 Абсолютная чувствительность наблюдательной аппаратуры

Вычислив по сопоставлению реакций термоэлемента и умножителя чувствительность последнего в абсолютных единицах, зная коэффициент усиления усилителя, величины светопотерь при отражении от алюминированных зеркал рефлектора, а также зная рабочую площадь основного зеркала телескопа, можно вывести абсолютную чувствительность всей нашей наблюдательной аппаратуры в целом. Но, мы решили, что определение ее будет более надежным по наблюдениям звезд, с использованием из наших лабораторных промеров лишь относительной спектральной чувствительности умножителя.

Определение абсолютной спектральной чувствительности мы провели дважды. В первый раз—когда электрофотометр работал с умножителем ФЭУ-19 № 423-Х-52, во второй раз—при замене последнего умножителем ФЭУ-19 № 202-Х-54.

Для наблюдений были отобраны звезды спектрального класса А0. Звезды указанного класса были предпочтены в связи с тем, что непрерывный спектр у них меньше искажен линиями поглощения и распределение энергии в спектре для них определено сравнительно надежно. С целью исключения влияния межзвездного поглощения света были отобраны звезды с большим видимым блеском—до $8.^m5$. Звезды были подобраны из каталогов *HD* и *BSD*.

Если $E_{(\lambda)}$—величина создаваемой звездой освещенности в абсолютных единицах, $S_{(\lambda)}$—абсолютная спектральная чувствительность нашей измерительной аппаратуры, то для отброса гальванометра n_g будем иметь:

$$n_g = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{(\lambda)} S_{(\lambda)} d\lambda, \qquad (1)$$

где λ_1 и λ_2 —соответственно коротковолновая и длинноволновая грани-

цы чувствительности нашей аппаратуры, определяемые в основном прозрачностью оптики телескопа и входного окна электрофотометра, а также чувствительностью фотокатода сурьмяно-цезиевого умножителя.

Очевидно, для абсолютной спектральной чувствительности мы можем написать:

$$S_{(\lambda)} = k s_{(\lambda)}, \qquad (2)$$

где $s_{(\lambda)}$—относительная спектральная чувствительность аппаратуры, а k—постоянный коэффициент, определяющий систему единиц. Таким образом, на основе равенства (1), зная по лабораторным измерениям относительную спектральную чувствительность применяемого умножителя и приняв во внимание значения относительных светопотерь при отражении от алюминированного зеркала лучей различных длин волн, мы определили по известным n_g и $E_{(\lambda)}$ (последнее взято согласно радиометрическим данным [51]) абсолютную спектральную чувствительность нашей наблюдательной аппаратуры в целом.

С целью большей точности, для каждого умножителя мы провели наблюдения нескольких звезд. При работе электрофотометром с умножителем ФЭУ-19 № 423-Х-52 абсолютная чувствительность была определена по наблюдениям 6 звезд, при работе же с фотоумножителем ФЭУ-19 № 202-Х-54—по 11 звездам.

Как известно, по определению Гривса, Девидсона и Мартина распределение энергии в спектрах звезд А0 соответствует температуре в 18000°. Более ранние определения этих же исследователей приводят к температуре 14300°, а по самым ранним определениям Вильзинга, Шейнера и Мюнха эта температура принималась близкой к 10000°.

Для контроля характера распределения энергии в спектре звезд мы решили провести наблюдения также с применением светофильтров. Первая группа, состоящая из 6 звезд, наблюдалась в фильтрах Шотта *BG*-3 и *GG*-11. Вторая группа, состоящая из 11 звезд, наблюдалась с применением светофильтров ЖС-11, ЖС-16 и ОС-11.

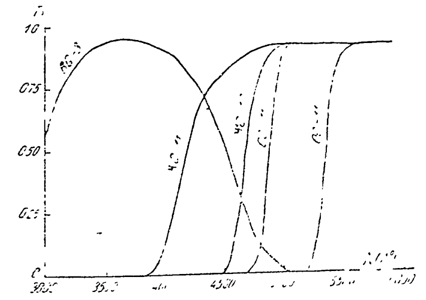


Рис. 10. Пропускания светофильтров

Эти последние наблюдения были использованы для оценки значения средней цветовой температуры выбранных звезд. Пропускания светофильтров показаны на рис. 10.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Легко сообразить, что если из отброса гальванометра, соответствующего промеру без светофильтра, вычтем отброс, соответствующий промеру с ЖС-11, то получим отброс, который будет соответствовать измерению объекта в фиолете. Аналогично, разности между промерами с ЖС-11 и ЖС-16, а также с ЖС-16 и ОС-11 дадут измерения, соответствующие светофильтрам с максимумами пропускания в синей и зеленой областях спектра. Промер со светофильтром ОС-11 с учетом длинноволновой границы чувствительности аппаратуры соответствует измерениям в красном участке спектра. Спектральная чувствительность аппаратуры для этих комбинаций промеров показана на рис. 11.

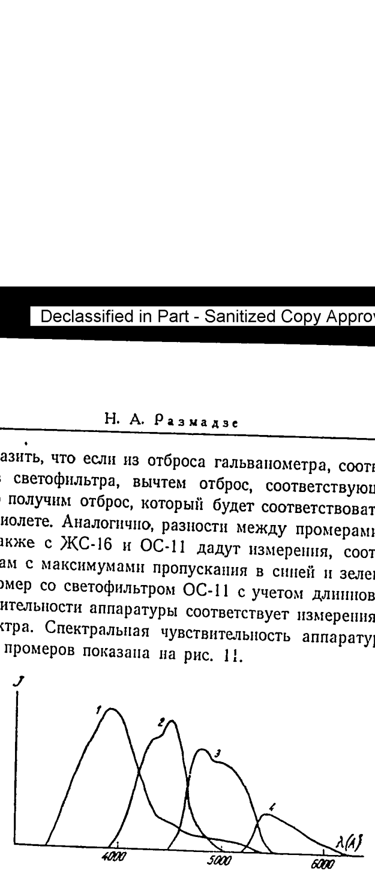


Рис. 11

В таблицах 10 и 11 приведены результаты промеров. В них даны номер звезды по *HD*, координаты, звездная величина, спектр, количество наблюдений и отбросы гальванометра без применения светофильтра и со светофильтром *BG*-3 и *GG*-11 и значения отбросов гальванометра, соответствующие комбинациям 1, 2, 3 и 4 согласно рис. 11. Указанные в таблицах отбросы приведены к одной чувствительности аппаратуры и освобождены от влияния земной атмосферы и фона неба. На рис. 12 графически представлена, согласно табл. 11, зависимость между отбросами гальванометра при промерах без применения светофильтра и значениями блеска звезд, выраженного в звездных величинах.

Таблица 10

Объект	α (1950)	δ (1950)	m	Sp	n	n_g без светоф.	BG-3	GG-11
HD 46590	$6^h33^m.4$	$+56°53'$	5.75	Ao	3	—	540	310
199099	20 51 .6	+42 13	6.47	Ao	4	730	268	190
36916	5 32 .4	− 4 07	6.66	B9	3	672	316	125
90364	10 23 .1	−19 20	7.07	Ao	3	347	136	72
221102	23 26 .4	+42 08	7.65	Ao	4	203	80	55
26624	4 09 .8	−13 21	7.9	Ao	1	200	63	55
201689	21 08 .6	− 4 20	8.0	Ao	3	172	61	46

Как видим, разброс точек на графике мал, что указывает на удовлетворительную точность оценки блеска этих звезд в *HD* и *BSD*.

Таблица 11

Объект	α (1950)	δ (1950)	m	n	n_g без светофильт.	1 фиол.	2 син.	3 зел.	4 красный
HD 10587*	$1^h41^m.5$	$+56°51'$	6 18	2	1130	527	315	240	48
11946*	1 55 .8	+64 23	5.18	2	2800	1354	765	566	115
29487	4 37 .1	+44 01	7 44	3	318	155	79	66	18
29580	4 38 .0	+44 25	8.44	3	114	52	73	23	6
29722	4 39 .1	+43 16	5 25	11	2661	1281	719	570	91
30221	4 42 .2	+45 24	7.69	2	226	102	61	52	11
30409	4 45 .9	+44 09	8.05	2	199	95	45	48	11
31069	4 51 .3	+44 00	5.96	2	1274	558	386	278	52
174530*	18 47 .6	+33 39	6.89	3	704	—	—	—	—
189657*	19 58 .2	+22 18	8.0	4	223	103	63	48	9
221102*	23 26 .4	+42 09	7.65	5	282	130	81	58	13

* m и Sp по HD: у остальных звезд—по BSD

В таблице 12 мы приводим, для комбинаций промеров согласно рис. 11, $\lambda_{эфф}$ и относительные площади $S_{от}$ ограниченные кривыми 1, 2, 3 и 4. Эти последние очевидно характеризуют относительные чувствительности нашей аппаратуры в соответствующих областях спектра.

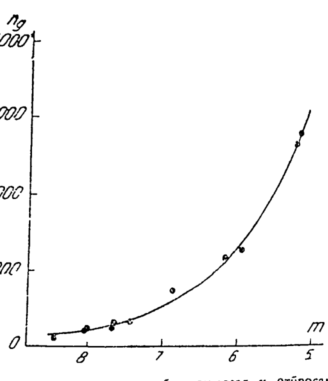


Рис. 12. Зависимость между блеском звезд и отбросами гальванометра без применения светофильтра

Воспользовавшись данными последних четырех столбцов таблицы 11 и по данным табл. 12, учтя селективную чувствительность аппаратуры, мы вычислили относительные мощности излучения каждой звезды в участках спектра 1, 2, 3 и 4, согласно рис. 11.

Результаты этих вычислений представлены графически на рис. 13. Наилучшим образом они соответствуют распределению энергии абсолютно черного тела с температурой в 15000°; что в виде кривой показано на том же рисунке.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Во всех вышеуказанных рассуждениях и вычислениях мы не принимали во внимание наличия скачка в непрерывном спектре звезд Ао у предела серии Бальмера. Как легко видеть по табл. 9 для $\lambda < 4000$ Å,

Таблица 12

	$\lambda_{эфф}$	$S_{от}$
1	4000 A°	530
2	4450	350
3	4920	335
4	5450	100

где расположен предел указанной серии, наступает резкий спад чувствительности умножителей. Поэтому характер распределения энергии в указанном участке спектра (около 3500 Å) незначительно отразится на определение чувствительности аппаратуры.

Рис 13. Относительные мощности излучения звезд Ао, приходящие на спектральные участки 1, 2, 3 и 4 согласно рис. 11

Но всеже, мы приняли во внимание величину скачка, для которого было взято значение $D = \lg \frac{J(\lambda > 3650)}{J(\lambda < 3650)} = 0.47$ по данным Барбье и Шалонжа [52]. Таким образом, при вычислении абсолютной спектральной чувствительности аппаратуры, для звезд класса Ао мы приняли спектральное распределение энергии соответствующим таковому абсолютно черного тела с $T = 15000°$ и только-что указанное значение скачка.

Результаты вычислений абсолютной спектральной чувствительности аппаратуры в целом (электрофотометр плюс телескоп) при применении умножителей ФЭУ-19 № 423-X-52 и ФЭУ-19 № 202-X-54 представлены на рис. рис. 14 и 15 в делениях шкалы гальванометра на эрг/сек.см². Эти

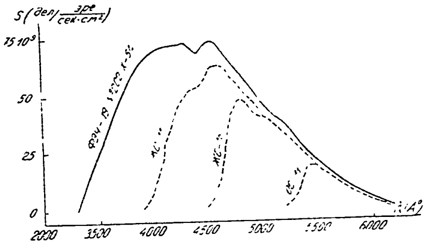


Рис. 14. Абсолютная чувствительность аппаратуры с умножителем ФЭУ—19 № 202—X—54

чувствительности соответствуют определенному питанию умножителей и несколько зашунтированному гальванометру, что в целом соответствовало отбросу шкалы гальванометра в 100 мм при наблюдениях светового стандарта постоянной яркости.

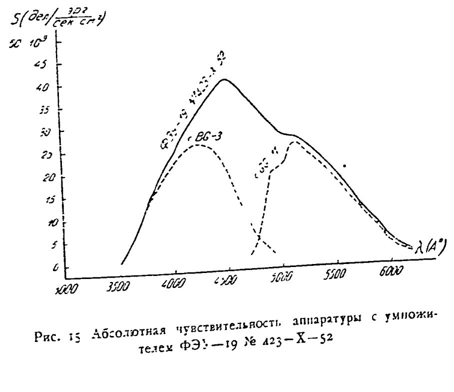


Рис. 15 Абсолютная чувствительность аппаратуры с умножителем ФЭУ—19 № 423—X—52

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

§ 6. Краткое описание 70-см менискового телескопа Максутова конструкции Б. К. Иоаннисиани

Нами была проведена поверхностная фотометрия планетарной туманности NGC 6853 по фотографиям, полученным на 70-см менисковом телескопе Максутова конструкции Б. К. Иоаннисиани. Кратко опишем его.

Телескоп этот был изготовлен в Государственном оптическом институте им. С. И. Вавилова, в Ленинграде и осенью 1955 года установлен в Абастуманской астрофизической обсерватории.

Световой диаметр мениска телескопа равен 70 см, рабочий диаметр зеркала—96 см. Мениск изготовлен из увиолевого крона и прозрачен для близкого ультрафиолета. Телескоп работает в двух комбинациях: при основном первичном фокусе, равном 210 см, и вторичном—1030 см. Последний осуществляется посредством устанавливаемого предфокально добавочного выпуклого зеркала.

Годное поле первичного фокуса равно 4°50′, вторичного—40′. Масштаб, даваемый телескопом—98″/мм и 20″/мм соответственно для первичного и вторичного фокусов. Фокальные поверхности в обоих случаях плоские и фотографирование производится на пластинках размером 18×18 см и 13×13 см для первичного и вторичного фокусов. Для первичного фокуса исправление кривой фокальной поверхности достигается при помощи специальной линзы, помещенной перед фотопластинкой. Линза эта просветлена.

Размер звездных изображений на фотонегативе, получаемом в первичном фокусе, определяется в основном зернистостью применяемого фотографического материала и колеблется в пределах 0.025—0 030 мм. На пластинках Агфа—Астро за пятиминутную экспозицию в этом фокусе получаются звезды 17^m.

Телескоп снабжен большой объективной призмой. Она изготовлена из легкого флинта и при ее помощи можно фотографировать спектры звезд вплоть до близкого ультрафиолета, до $\lambda = 3500$ Å. Призма применяется только в первичном фокусе. Диаметр ее равен 72 см. Угол при вершине призмы составляет 8°12′. Линейная дисперсия равна 166 Å/мм около $H\gamma$. На чувствительных фотопластинках за часовую экспозицию выходят спектры звезд $12.^m5$ звездной величины. Управление телескопа полностью автоматизировано. Гидирование кнопочное.

Глава III

НАБЛЮДЕНИЕ ТУМАННОСТЕЙ. КОНЦЕНТРАЦИИ H^+. O^+. O^{++} В НИХ И МАССЫ

§ 1. Механизмы свечения туманностей

Следующие три основные особенности спектра газовых туманностей должны быть объяснены теорией их свечения: возникновение водородных эмиссионных линий, происхождение запрещенных линий, образование непрерывного спектра туманностей. Из всех вопросов теоретической астрофизики теория свечения газовых туманностей является наиболее разработанной и доведенной до конца. Во многих учебниках и монографиях подробно изложены вопросы, касающиеся указанной теории. В основном поэтому, а также ввиду сравнительно большого объема материала мы не будем приводить здесь детального изложения теории свечения туман-

ности с выводом формул. Мы только коснемся наиболее существенных положений вопроса и приведем формулы, которые в дальнейшем будут использованы нами при количественных расчетах. Так как теория разрабатывалась в основном для планетарных туманностей, то в изложении мы будем касаться последних. Результаты теории одинаково применимы как к планетарным туманостям, так и к диффузным газовым.

Свечение планетарной туманности вызвано переизлучением коротковолновой радиации ядра в излучение в видимом участке спектра. На то, что мы не имеем резонансного рассеяния света ядра туманностью указывает малая интенсивность ядра в тех участках спектра, где туманность излучает эмиссионные линии. Явно видно также, что тут и не простое рассеяние света, т. к. спектры ядра и туманности совершенно различны.

Количественно, процесс «переработки» энергии в туманностях характеризуется теоремой Росселанда, которая заключается в следующем.

Предположим, что мы имеем атомы с тремя стационарными состояниями 1, 2, 3 с соответствующими энергиями E_1, E_2, E_3. При поглощении световых квантов атомами возможны следующие варианты переходов.

I $1 \to 2 \to 1$
II $1 \to 2 \to 3 \to 1$
III $1 \to 3 \to 2 \to 1$

Особенно важны тут II и III варианты. При втором варианте атом перерабатывает два низкочастотных кванта ν_{12} и ν_{23} в один высокочастотный ν_{31}, при III варианте наоборот: один высокочастотный квант ν_{13} перерабатывается в два низкочастотных кванта ν_{23} и ν_{12}. Теорема Росселанда гласит, что в условиях разреженного излучения доминирует третий вариант переизлучения и соотношение между числом атомов, вступающих на путь $1 \to 2 \to 3 \to 1$ и числом атомов, вступающих на путь $1 \to 3 \to 2 \to 1$ определяется равенством:

$$\frac{N_{1 \to 2 \to 3 \to 1}}{N_{1 \to 3 \to 2 \to 1}} = W,$$

где W коэффициент разрежения излучения в случае туманностей, равный $\frac{1}{4}\left(\frac{r_*}{r_т}\right)^2$; здесь r_* и $r_т$ радиусы звезды и туманности.

Таким образом, из теоремы Росселанда вытекает, что туманности светятся благодаря переизлучению ультрафиолетовой радиации своих ядер в видимое излучение.

Из-за малой плотности излучения, нейтральные атомы в туманностях в большинстве случаев находятся в основном состоянии. Поэтому, туманность не будет прозрачна ни в одном излучении линий лаймановской серии водорода и ни в непрерывном ультрафиолете за пределом указанной серии. При отсутствии последнего допущения, для объяснения яркости туманности необходимо допускать в линиях серии Лаймана весьма мощное ультрафиолетовое излучение центральной звезды с неимоверно большой температурой. Таким образом, необходимо считать, что атомов водорода в туманности так много, что они поглощают излучение ядра и за

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

пределом лаймановской серии. Рассуждения о переработке L_c-квантов туманностью приводят к теореме о том, что из каждого L_c —кванта, поглощенного туманностью, обязательно будет образован один $L\alpha$ и один бальмеровский квант. На этой теореме основан метод определения температур ядер планетарных туманностей, так называемый метод Цанстра.

Из того факта, что в туманности нейтральные атомы водорода находятся в основном состоянии вытекает, что туманность должна быть прозрачна для излучения в бальмеровской, пашеновской сериях, вообще, в любой субординатной серии. Указанное явление очень облегчает вычисление относительных интенсивностей линий субординатной серии, т. к. населенности соответствующих уровней в этом случае определяются лишь рекомбинациями и дальнейшими каскадными переходами.

В случае бальмеровской линии энергия, излучаемая одним кубическим сантиметром туманности будет:

$$E_{n2} = N_n A_{n2} h\nu, \tag{5}$$

где N_n —количество атомов в кубическом сантиметре, находящихся на уровне n, A_{n2} —эйнштейновский коэффициент вероятности спонтанного перехода с уровня n на второй, h —постоянная Планка, а ν —частота излучения.

N_n вычисляется из условия, что число атомов, поступающих на данный уровень, равно числу атомов уходящих с этого уровня. На основе этого условия составляется бесконечная система алгебраических уравнений, причем каждое соответствует одному из уровней. Приближенное решение системы, с использованием 12 уравнений для начальных уровней, было сделано Силлие. Точные решения были получены Мензелом и Бэкером.

Для числа атомов в кубическом сантиметре, находящихся на уровне n, ими получено [40]:

$$N_n = b_n N_i N_e \frac{h^3}{(2\pi m k T_e)^{3/2}} \frac{\tilde{\omega}_n}{2} e^{\frac{hRz^2}{n^2 k T_e}}, \tag{6}$$

где b_n коэффициент, который характеризует отклонение населенности уровня n от населенности при наличии термодинамического равновесия, которому соответствует $b_n = 1$, N_i и N_e—концентрация протонов и электронов в туманности, T_e —электронная температура, z—порядковый номер элемента, остальные обозначения—обычно употребляемые.

Подставляя (6) в (5) и учитывая значение эйнштейновского коэффициента спонтанного перехода, имеем следующее выражение для количества радиации, излученной при переходе водородного атома во второе состояние из какого-либо верхнего состояния:

$$\mathscr{E}_{n2} = N_i N_e \frac{Kz^4}{T^{3/2}} b_n \frac{g}{2^3} \frac{2hRz^2}{n^3} e^{\frac{hRz^2}{n^2 k Te}} \tag{7}$$

Здесь K—постоянная, равная $6{,}987.10^{-33}$, g—т. н. крамерс-гаунтовский фактор, являющийся функцией квантовых уровней атома, соответствующих данному переходу,—он близок к единице.

Вычисление относительных интенсивностей бальмеровских линий (бальмеровский декремент) на основе равенства (7) Мензел и Бэкер провели при трех допущениях, названных ими гипотезами «A_1», «A_2» и «B». В гипотезах «А» предполагается, что электрон приходит на данный уровень либо путем захвата, либо путем каскадного перехода с вышележащих уровней; влияние радиации центральной звезды в лаймановской серии не учитывается. При этом, в случае гипотезы «A_1» крамерс-гаунтовский фактор взят равным единице, в случае же гипотезы «A_2» взято его точное значение. Гипотеза «B» учитывает влияние радиации ядра в линиях Лаймана. Как показали наблюдения, наиболее близким к ним оказалось значение бальмеровского декремента, вычисленного на основе гипотезы «B».

Равенство (7) дает возможность определить концентрацию протонов и электронов в туманностях, а также массу светящихся атомов водорода.

Под влиянием мощной ультрафиолетовой радиации центральной звезды, водородные атомы туманности в основном ионизованы, т. е. $N_i = N_e$. На основе фотометрических наблюдений и зная расстояние туманности, можно оценить количество радиации, излученной кубическим сантиметром туманности. Принимая во внимание электронную температуру, вычисляют концентрацию ионов и электронов, затем определив объем туманности V—и массу светящейся части туманности:

$$\mathfrak{M} = m_H N_e V, \tag{8}$$

где m_H —масса атома водорода.

Количество водорода составляет 90% входящих в туманность элементов. Поэтому, масса, определенная по атомам водорода, близка к полной массе туманности [39, 40].

До работ Боуэна запрещенные линии в спектрах планетарных туманностей приписывались гипотетическому элементу небулию. Среди запрещенных линий особенно выделяется своей интенсивностью пара линий λ 5007 и λ 4959. Боуэн показал, что излучение туманности в этих линиях обусловлено запрещенным переходом электрона в дважды ионизованном атоме кислорода. Причем, верхний уровень, являющийся общим для линий λ 5007 и λ 4959, метастабилен. Время жизни иона O^{++} в этом состоянии составляет несколько десятков секунд. Поэтому, для самопроизвольных переходов из этого состояния в нижнее, необходимо чтобы ион достаточно долгое время—сравнимое с его «временем жизни»—оставался непотревоженным ни столкновением с другими частицами, ни взаимодействием со световыми квантами. Если плотность вещества в туманности будет такой, что время свободного пробега частиц в ней будет ощутимо меньше времени нахождения дважды ионизованного кислорода в метастабильном состоянии, то, благодаря столкновениям, энергия возбужденного иона будет расходоваться на сообщение добавочной скорости взаимодействующим частицам, и, таким образом, не будет иметь места запрещенный переход с излучением соответствующего кванта света. При большой плотности излучения в туманности столкновения со световыми квантами переводили бы ион O^{++} в верхнее состояние также без излучения света. Отсюда видно, что в туманностях должна быть весьма малая плотность материи, а также излучения.

Боуэном было установлено, что возбуждение O^{++} на метастабильный уровень происходит благодаря столкновению этого иона со свободными электронами. Электроны, которых в туманности много из-за силь-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

ной ионизации водородных атомов, располагают скоростями достаточными для возбуждения O^{++} на метастабильный уровень.

Теория накопления атомов в метастабильных состояниях была разработана В. А. Амбарцумяном.

Природа излучения других небулярных линий, например, второй интенсивной пары линий λ 3729—λ 3726, схожа с вышеописанной.

Механизм возбуждения атомов соударениями подробно рассмотрен Мензелем и его сотрудниками [40] Для интенсивности небулярных линий Ni—N_2 [OIII] и λλ 3726—3729 [OII] ими выведена формула:

$$\mathscr{E}_{AB}=8.54\cdot 10^{-6}(1-\beta)\,\frac{N_A N_e}{T_e^{1/2}}\,\frac{\Omega(A,B)}{\tilde{\omega}_A}\,e^{-\frac{\chi_{AB}}{kT_e}}\,h\nu_{AB}, \qquad (9)$$

где E_{AB}—интенсивность линий, рассчитанная на единицу объема, при переходе A—B, β—коэффициент, указывающий долю переходов атома с одного уровня на другой, вследствие ударов второго рода без излучения энергии, N_A —число ионов OII или OIII в 1 см³, N_e—электронная плотность, $\Omega(A.B)$—эффективное сечение для возбуждения иона, $\tilde{\omega}_{AB}$—статистический вес уровня, χ_{AB}—потенциал возбуждения уровня B относительно уровня A, ν_{AB}—частоты линий $N_1 + N_2$ и λλ 3726—3729. Точные значения Ω (A, B) вычислены Ситоном [64]

Указанная формула дает возможность определения концентраций O^+ и O^{++} в туманностях. Для этого необходимо предварительно определить наряду с другими величинами и N_e что можно сделать на основе формулы (7).

Как в диффузных газовых туманностях, так и в планетарных, наряду с эмиссионными линиями наблюдается непрерывное излучение, простирающееся по всей визуальной области спектра. Наличие его в диффузных туманностях объясняется, как это было уже отмечено, частично присутствием пыли. Аналогичное объяснение для планетарных туманностей не применимо, т. к многие наблюдательные факты указывают на отсутствие пылевых частичек в этих объектах. Свидительством этого служит одинаковая интенсивность компонент расщепленной спектральной линии расширяющейся туманности; кроме того,—и тот факт, что сквозь гигантскую планетарную туманность в Водолее легко видны внегалактические туманности.

Происхождение непрерывного спектра планетарных туманностей до самого последнего времени оставалось невыясненным. Высказывались предположения о том, что непрерывный спектр планетарных туманностей может быть обусловлен излучением, происходящим благодаря рекомбинациям свободных электронов с протонами на третий энергетический уровень, переходами электрона между неквантующимися гиперболическими уровнями (свободно-свободные переходы), непрерывным излучением отрицательного иона водорода H^- Критический разбор этих предположений показал их несостоятельность. Выяснилось, что ни один из перечисленных механизмов не может дать наблюдаемую интенсивность непрерывного спектра планетарной туманности.

Сравнительно недавно советским исследователем А. Я. Киппером и американскими астрофизиками Спитцером и Гринстейном независимо друг от друга был предложен для объяснения происхождения непрерывного спектра планетарных туманностей, процесс двухфотонного излучения атома водорода.

Если ε_i и ε_j два состояния атома, характеризующиеся соответствующими величинами энергии ($\varepsilon_i > \varepsilon_j$) то помимо перехода атома, порождающего один фотон:

$$\varepsilon_i - \varepsilon_j = h\nu,$$

возможны между этими двумя уровнями переходы с излучением двух фотонов:

$$\varepsilon_i - \varepsilon_j = h\nu_1 + h\nu_2.$$

Вообще говоря, вероятность двухфотонного перехода по сравнению с однофотонным, весьма незначительна.

Уровень $n=2$ водородного атома состоит из трех подуровней: $2S_{1/2}$, $2P_{1/2}$ и $2P_{3/2}$. (Здесь, по общепринятому в спектроскопии методу обозначения, начальная цифра соответствует главному квантовому числу — номеру уровня, буква обозначает квантовое число общего орбитального момента, а индекс под буквой—квантовое число полного момента атома). Основное состояние водорода характеризуется одним уровнем $1S_{1/2}$.

Водородный атом, согласно правилам спектроскопического отбора может перейти с уровня $2P_{1/2}$ или $2P_{3/2}$ на уровень $1S_{1/2}$ излучая при этом один квант L_α. Но переход $2S_{1/2} \to 1S_{1/2}$ с излучением одного кванта для атома, из-за равенства квантового числа общего орбитального момента, запрещен. Т. о., уровень $2S_{1/2}$ атома водорода метастабилен, т. е. время жизни атома в этом состоянии велико (порядка нескольких месяцев). Однако, переходы из состояния $2S_{1/2}$ в состояние $1S_{1/2}$ возможны путем излучения двух квантов Вероятность этого перехода, согласно вычислению А. Я. Киппера, равна 7.5 сек. Промежуточных уровней между основным и вторым уровнем бесчисленное множество. Поэтому, в результате двухквантового перехода, сплошной спектральный фон простирается от $\lambda=\infty$ до $\lambda=1200$ Å.

В планетарной туманности, преимущественно состоящей из водорода, двухфотонное излучение проявляется следующим образом В туманности, как известно, плотности вещества и излучения очень малы. Поэтому водородные атомы находятся в основном или ионизованном состоянии и поглощают излучение соответствующее линиям серии и континууму Лаймана. Для излучений других длин волн туманность прозрачна. Ультрафиолетовое излучение ядра туманности ионизует атом водорода, затем свободный электрон и протон вновь воссоединяются и, если эта рекомбинация происходит сразу не на основной уровень, то имеют место каскадные переходы электрона с высших на низшие уровни, конечным продуктом которых является один бальмеровский и один L_α— квант. L_α—квант продолжает блуждать в туманности, в то время как другие —порожденные каскадными переходами кванты—беспрепятственно покидают туманность, которая, как было сказано, прозрачна для них.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

При каскадных переходах определенное количество атомов естественно должно попадать и в состояние $2S_{1/2}$ из которого в основное состояние, как говорилось, преимущественно возможны переходы с излучением двух фотонов, которые могут характеризоваться любыми длинами волн в интервале $\lambda = 1200 A^0 - \lambda = \infty$.

Непрерывный спектр ощутимой интенсивности в туманностях может образовываться также в результате двухфотонного перехода с уровней $2P_{1/2}$ и $2P_{3/2}$ на уровень $1S_1$, следующим образом. Вероятность двухфотонных переходов с указанных уровней по сравнению с однофотонным весьма незначительна. Как показывают расчеты, на один двухфотонный переход приходится 10^8 однофотонных переходов. Но, как известно, L_α квант в туманности претерпевает большое число последовательных поглощений и испусканий. В туманности, не имеющей градиента в скорости расширения, это число может достигнуть 10^{10}. Из-за расширения туманностей с градиентом скорости, эта величина заметно уменьшается, но все же остается большой. Поэтому расщепление L_α кванта на два кванта, соответствующее переходу с уровней $2P_{2}$, $^3/_2$ на уровень $1S_{1,2}$ при столь большом числе актов поглощения и излучения будет не столь уж редким и привнесет определенную долю в излучение непрерывного спектра туманностей. Рассуждения, подобные объясняющим двухфотонное излучение водорода, можно провести и относительно других атомов, например, гелия

Наблюдательную проверку вышеуказанной теории двухфотонного излучения в туманностях провели Г. А. Шайн, В. Ф Газе и С Б Пикельнер. Они исходили из того положения, что двухфотонное и однофотонное излучения являются одной и той же атомной природы и поэтому должна иметь место корреляция между яркостями туманности в лучах эмиссионной линии и в лучах непрерывного спектра. Наблюдательные данные выявили четкую прямолинейную зависимость между поверхностными яркостями $m_{H\alpha}$ и m_c эмиссионных туманностей

§ 2 Наблюдения

Наблюдения туманностей, связанные с нашим исследованием, мы проводили в течение 1954—1955 гг. Всего было измерено 11 планетарных и 2 диффузные туманности, упомянутые во введении

По атласу *BD* заранее составлялись карты окрестностей туманностей, что давало возможность легко находить необходимый объект в искателе телескопа, после установки последнего по соответствующим координатам.

При фотоэлектрических промерах мы пользовались круглыми диафрагмами, ограничивающими величину участка неба вокруг планетарной туманности или величину участка диффузной туманности. Схема измерений, как без применения светофильтра, так и при светофильтрах, складывалась из отбросов гальванометра при наведении телескопа:

на фон неба рядом с туманностью (3 отброса)
на туманность (3 отброса)
на фон неба рядом с туманностью (3 отброса)
снова на туманность (3 отброса)

Указанную совокупность 12 отбросов мы называем одним наблюдением. Для иллюстрации приводим в виде таблицы 15 в качестве образца выписку записи в журнале наблюдений.

Для контроля чувствительности электрофотометра, после наблюдения каждой туманности измерялся помещенный в выходной части рефлектора световой стандарт, при строго определенной шунтировке гальванометра.

Обработка наблюдений проводилась в следующей последовательности. Показания гальванометра осреднялись. Промеры туманностей освобождались от фона неба; затем они приводились к одинаковой чувствительности аппаратуры.

Учитывалось влияние поглощения в земной атмосфере. Для этого мы старались провести в рабочую ночь наблюдения одной из туманностей несколько раз (5—6) на разных зенитных расстояниях. Это давало возможность определять коэффициент прозрачности земной атмосферы по известной формуле $J_z = J_0 p^{F(z)}$ (здесь J_z —интенсивность света объекта, наблюдаемого на зенитном расстоянии Z, J_0 —интенсивность на границе земной атмосферы, p—коэффициент прозрачности земной атмосферы, $F_{(z)}$ —воздушная масса проходимая лучем света)

Таблица 15

NGC 6572

	—	ЖС—11	ЖС—16	ОС—11	5000/10000
21^h52^m	159 202	147 180	113 173	138 138	
	158 203	148 181	144 172	137 138	
	158 202	149 181	143 175	137 138	
t-- 2^h27^m	158 202	149 180	145 174	137 138	
	157 203	148 183	143 173	138 138	
22^h09^m	158 202	148 180	144 173	138 137	

Эталон	500/10000
93	150
93	151
93	152
93	151

Знание же этого коэффициента позволяло исправлять измерения. Для вычисления p по приведенной формуле, интенсивности заменялись пропорциональными им величинами—соответствующими отбросами гальванометра. Все же, из-за того, что не всегда удавалось пронаблюдать одну и ту же планетарную туманность достаточное число раз на различных зенитных расстояниях, большей частью нам приходилось пользоваться средними значениями коэффициента атмосферной прозрачности, определенными на нашем же приборе в результате наблюдений за несколько лет. В таблице 16 приводятся для различных комбинаций

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

светофильтров и электрофотометра значения коэффициента атмосферной прозрачности p, которыми мы пользовались при вычислениях. Необходимо отметить, что для наших наблюдений использовались ночи с исключительно хорошими фотометрическими условиями.

Таблица 16

Светофильтр	p
без светофильтра	0.76
ЖС—11	0.79
ЖС—16	0.82
ОС —11	0.86
BG — 3	0.72
GG —11	0.85

В таблице 17 приведены окончательно обработанные наблюдения 11 планетарных туманностей и диффузной туманности *NGC* 6618 («Омега»), для которой измерения были проведены в ее яркой части с применением диафрагмы, имеющей диаметр 4′42″.

Диффузная туманность Ориона наблюдалась нами в 9 ее различных участках около известной группы звезд—Трапеции Ориона. Каждый участок был измерен по несколько раз. Причем, при повторных промерах мы старались возможно точно навести телескоп на одну и ту же самую область туманности. Для иллюстрации точности наведения телескопа можно сказать, что в среднем отклонение величины каждого из трех, произведенных в течение двух ночей, промеров одного и того же участка от среднего значения не превысило 4%.

Таблица 17

NGC	Набл ФЭУ—19 № 423—X—52			Наблюд. ФЭУ—19 № 202—X—54						Колич. наблюд.
	без светофильт.	BG-3	GG-11	без светофильт.	жс-11	жс-16	ос-11	BG-3	GG-11	
1535	34 2	7.0	18.7	—	—	—	—	—	—	1
3242	110.4	17.0	58.7	—	—	—	—	—	—	3
6210	--	—	—	83.2	—	—	—	17.6	34.0	7
6543	—	—	—	136.0	87 3	70.6	2.7	38.3	53.9	3
6572	—	—	—	111.0	72 3	57.1	0.0	—	—	11
6618	—	—	—	198.0	134.0	109.0	8.4	—	—	1
6720	—	—	—	70.0	40.9	31.0	0.0	—	—	2
6826	77 2	22 8	37.2	82.6	47.0	36.8	0.0			9
6853	—	—	—	296.0	176.0	153.0	4.0	—	—	6
7009	100.0	19.0	77.4	—	—	—	—	—	—	4
7027	65 2	5 2	43 4	62 1	45.6	39.8	—	—	—	6
7662	85 7	13.2	54 1	93 2	63 2	53.8	—	—	—	8

На рис. 16 дана карта звезд около трапеции Ориона и кружками указаны участки туманности, которые измерялись нами. Размер кружков по масштабу соответствует размеру примененной при промерах диафрагмы, вырезающей на небе участок, равный по диаметру 62 угловым секундам.

В таблице 18 представлены результаты этих измерений, освобожденные от влияния фона неба, поглощения в атмосфере и приведенные к одной чувствительности аппаратуры. Наблюдения были проведены электрофотометром, снабженным умножителем ФЭУ-19 № 423-X-52.

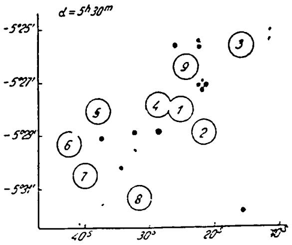


Рис. 16 Карта области неба около трапеции Ориона; кружками отмечены профотометрированные участки

Таблица 18

№ участка	Отбросы гальванометра		
	без светоф.	BG—3	GG—11
1	564	187	181
2	496	171	170
3	312	127	98
4	506	212	130
5	52	25	15
6	64	30	12
7	80	46	16
8	90	24	19
9	342	144	118

§ 3. Освещенности, создаваемые туманностями в лучах различных эмиссионных линий

Для определения по нашим промерам освещенности в абсолютных единицах, создаваемой туманностью в той или иной эмиссионной линии, мы прибегали к вычислениям на основе описываемой ниже процедуры.

Обозначим через:

$E^{\text{ф}}_{T\lambda}$ —освещенность, создаваемую туманностью в лучах определенной эмиссионной линии,

$E^{C}_{T\lambda}$ —освещенность в лучах непрерывного спектра туманности шириной в 1 A около длины волны λ,

$E_{*\lambda}$ —освещенность, создаваемую излучением ядра планетарной туманности в интервале, равном 1 Å около длины волны λ.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Если S_λ чувствительность наблюдательной аппаратуры при длине волны λ, то отброс шкалы гальванометра n_g, соответствующий нашему промеру туманности, с довольно хорошим приближением будет равен:

$$n_g = \sum E^m_{T\lambda} S_\lambda + \sum E^C_{T\lambda} S_\lambda + \sum E_{*\lambda} S_\lambda. \qquad (10)$$

Если относительные интенсивности:

i_λ — эмиссионной линии туманности,

j_λ — непрерывного спектра туманности шириной в 1 Å,

l_λ — непрерывного спектра ядра туманности шириной в 1 Å в одних и тех же единицах, скажем, — относительно интенсивности линии $H\beta$ туманности, то можно написать:

$$E^m_{T\lambda} = k i_\lambda, \qquad (11)$$

$$E^C_{T\lambda} = k j_\lambda, \qquad (12)$$

$$E_{*\lambda} = k l_\lambda, \qquad (13)$$

где k — определенный коэффициент, соответствующий выбранной системе единиц.

Равенство (10) можно переписать, учитывая (11), (12), (13)

$$n_g = k\left\{\sum i_\lambda S_\lambda + \sum j_\lambda S_\lambda + \sum l_\lambda S_\lambda\right\}. \qquad (14)$$

На основе последнего равенства, зная n_g, S_λ, i_λ, j_λ и l_λ, можно определить величину коэффициента k, а затем, по равенствам типа (11—13) вычислить освещенности, создаваемые туманностью в лучах различных эмиссионных линий.

Мы располагали величинами n_g и S_λ согласно нашим измерениям. Относительные интенсивности i_λ эмиссионного излучения туманности, интенсивность непрерывного спектра туманности и свечение ядра туманности мы брали согласно исследованиям других авторов.

Спектрофотометрия планетарных туманностей с целью определения интенсивностей эмиссионных линий проводилась многими исследователями. Одними из первых были оценки интенсивностей линий, сделанные Райтом. Его работа выполнена до разработки современной фотометрической методики, поэтому приводимые им результаты нуждаются в существенных поправках.

Подробные спектрофотометрические исследования туманностей проведены Пласкетом, Берманом, Боуэном, Вайзом, Уайтом, Минковским, Аллером, Андрийа. Из них наиболее приемлемыми для наших целей нужно считать измерения Аллера, опубликованные в 1941 году, т. к. они получены на основе бесщелевых спектрограмм, что дает возможность суммировать монохроматическое излучение по всему диску туманности [40]. Указанное существенно из-за стратификации в туманностях излучений различных атомов.

Фотоэлектрические измерения ярких туманностей в линиях N_1, N_2 и $H\beta$ выполнены Мак-Реем и Стоком и Лиллером и Аллером.

В таблице 19 приведены значения использованных нами относительных интенсивностей эмиссионного излучения планетарных туманностей, исключая *NGC* 6853, о которой отдельно будет сказано ниже.

Таблица 19

Линия	Элемент	1535	3242	6210	6543	6572	6720	6826	7009	7027	7662
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
5876	He I								1.35	2 4	1 1
5755	N II									1.0	
5412	He II									0.4	0.4
5007	O III	115.5	146	112.6	67	118	94	71.0	118.0	151.5	137.0
4959	O III	38.5	49	38.4	22	38	32	22 2	43.0	50.5	45.0
4861	H I	10	10	10	10	10	10	10	10	10.0	10.0
4740	A IV					0 12			0.44	1.02	0.67
4712	A IV					0.13					
4686	He II	1.3	5.1			0.081	2	0.56	1 35	3 89	5.26
4659	C IV										
4650	C III										
4641	N III		0.66			0.16			0 38	0.58	0 32
4636	N III										
4571	Mg I?					0.044				0.06	
4542	He II									0.17	0.165
4471	He I	0.21	0.52	0.4	0.36	0.58		0 57	0.43	0.27	0.25
4363	O III					0.90	0.5		1.03	1.46	2 14
4340	H I	5 1	6.3	4 0	4.13	3.60	4	4 0	3 42	2 71	4.29
4267	C II					0.05			0.13	0.04	
4200	He II									0.03	0.08
4144	He I					0.34					2.63
4103	N III									0.024	
4101	H I	3 1	3.2	1.8	2.14	2 11	2	1 9	2 49	1 30	
4097	N III										
4076	S II									0.48	
4069	S II					0.24					
4026	He I	4 5			0.21	0.20			0 14	0 10	
3970	H I		5.0	3.0	2.33	3.50	4	2 3	3.95	2.16	4 12
3967	Ne III										
3924	He II									0.02	
3889	He I H I			1.1	5 3	1.43	10	5 1	9 85	0.80	11 4
3869	Ne III	11 8	11 7	5.6		5 85				4 43	
3835	H I					0.60				0.31	
3798	H I					0.34				0.22	
3771	H I					0.23				0.12	
3760	O III					0.18				0 15	
3750	H I									0.12	
3729	O II									1 19	
3726	O II	1 37	1.7	2.00	3.22	3 53	46	2 6			2.4
3712	H I									0.05	
3444	O III		3 3						0 47	0.72	2.0
3425	Ne V		0.55						0.11	2 98	1 2
3346	Ne V								0 36	1 36	1 57
3343	Ne III		1 6								
3340	O III										
3312	O III		1.1						0.35	0 33	1.05

Для туманностей *NGC* 1535, 6210, 6543, 6572, 6826, 7009, 7027, 7662 относительные интенсивности эмиссионного излучения, за исключением излучения в линиях N_1, N_2 и $H\beta$ взяты из исследования Аллера [40]. Для *NGC* 3242 аналогичные величины взяты из [65]. Относительные интенсивности изображений туманностей в N_1, N_2 и $H\beta$ заимствованы из фотоэлектрических измерений Лиллера и Аллера [57]. Для *NGC* 6720 относительные интенсивности эмиссионного излучения никем не приводились. Поэтому, мы поступили следующим образом. Согласно нашим измерениям излучение *NGC* 6720 в фиолете большое. Просмотр

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

репродукций со спектров этой туманности, снятых Райтом и Пэйджем [66, 67] показывает большую интенсивность линии λ 3727. Но, ни эти исследователи ни последующие не произвели численной оценки относительных интенсивностей эмиссионных линий *NGC* 6720. Поэтому значения интенсивностей для *NGC* 6720 нами взяты по туманностям *NGC* 650-1, 3587, 6781, 6853, 7139. Они схожи с *NGC* 6720 тем, что имеют низкую поверхностную яркость и, согласно измерениям Минковского [68], λ 3727 в их спектре весьма интенсивна.

Распределение энергии в непрерывном спектре туманностей нами взято по наблюдениям Пэйджа [67]. В таблице 20 приводятся для большинства измеренных нами туманностей значения интенсивности 1 Å непрерывного спектра относительно линии $H\delta$ в $-\lg I_c/I_\delta$ взятые из указанной работы. В последних двух столбцах даны также, полученные на основе глазомерных оценок, логарифмы максимально интенсивного—шириной в один ангстрем—участка непрерывного спектра в визуальной области за пределом серии Бальмера. Для туманностей *NGC* 1535 и *NGC* 3242, которые нами измерены, но у которых вышеуказанных оценок нет, мы использовали средние по промерам Пэйджа значения интенсивности непрерывного спектра.

Таблица 20

№ NGC	$-\lg I_c/I_\delta$ λ4150	λ3900	λ3680	λ3650	λ3600	λ3550	λ3500	λ3400	λ3300	$-\lg\frac{V_c}{H_\delta}$	$-\lg\frac{Ba_c}{H_\delta}$
6210										2.8	1.75
6543	2.361	2.423	2.011	1.730	1.708	1.731	1.752	1.75	1 74	2.39	1.71
6572										. . .	2.00
6720	2.325	2.348	2.085	1.903	1 887	1.910	. . .	1.950	. . .	2.33	1.89
6826	2.374	2.397	1.979	1.780	1.755	1.780	1.798	1.808	1.870	2.33	1.76
6853										. . .	. . .
7009	2.420	2.372	1.970	1.809	1.769	1.792	1.741	1 73	. . .	2 39	1.77
7027	2.744	2.819	2.537	2.453	2.458	2.489	2.532	2.529	. . .	2.78	2.46
7662	2.469	2.454	2.190	2.042	2.014	2.030	2.035	2.034	2.035	2.46	2.02

Необходимо обратить внимание на то, что хотя непрерывный спектр туманностей слаб, но суммарная его интенсивность сравнима с интенсивностью линий бальмеровского декремента.

Для того, чтобы учесть в наших промерах долю, привносимую излучением ядра туманности, мы воспользовались разностью в звездных величинах между туманностью и ядром согласно каталогу Б. А. Воронцова-Вельяминова [39] Несмотря на невысокую точность указанной величины, вычисленной по данным каталога, из-за большого значения разности $m_* - m_n$ ошибка даже в 0.5 звездной величины незначительно повлияла бы на наши вычисления.

Очевидно:

$$m_* - m_n = 2{,}5 \lg \frac{\Sigma E^{m}_{n\lambda} S'_\lambda + \int E^{c}_{n\lambda} S'_\lambda\, d\lambda + \int E_{*\lambda} S'_\lambda\, d\lambda}{\int E_{*\lambda} S'_\lambda\, d\lambda}, \qquad (15)$$

где m_*—звездная величина ядра, m_n—приведенная в указанном каталоге суммарная звездная величина туманности и ее ядра, а S'_λ—значение относительной спектральной чувствительности фотографической интернациональной цветовой системы, взятой согласно исследованию Сирса и

Джойнер [69]. Остальные обозначения уже упоминались. На основе равенства (15) нам надо выразить интенсивность непрерывного спектра ядра в тех же относительных единицах, что и интенсивность эмиссионного и непрерывного излучения туманности.

Распределение энергии в спектре для всех ядер мы взяли соответствующим абсолютно черному телу с температурой в 50000 градусов Как известно, температуры многих ядер намного отличаются от указанной величины, достигая подчас значений, превышающих 100000°; но распределение энергии в их спектре в фотографическом участке не изменится практически.

Воспользовавшись равенствами (11), (12) и (13), можно на основе равенства (15) написать:

$$\Sigma I_\lambda S'_\lambda = \frac{\Sigma i_\lambda S'_\lambda + \Sigma j_\lambda S'_\lambda}{10^{0.4(m_* - m_n)} - 1}. \qquad (16)$$

Вычислив в (16) правую часть, можно определить интенсивность интервала в 1 Å непрерывного спектра ядра I_λ в тех относительных единицах, в которых выражено излучение туманности в эмиссионных линиях и непрерывном спектре.

В таблице 21 даны вычисленные по нашим измерениям с учетом непрерывного спектра ядра и туманности вышеописанным методом значения освещенностей E, создаваемых туманностями в наиболее ярких эмиссионных линиях N_1, N_2 и $H\beta$.

Для туманностей, в которых излучение в λ 3727 большое, приведена величина освещенности в этой линии.

Таблица 21

№ NGC	E в 10^{-11} эрг/сек. см² — На основе промеров с ФЭУ—№ 202—IX—54: λ 5007	λ 4959	λ 4861	λ 3727	На основе промеров с ФЭУ—№ 423—X—52: λ 5007	λ 4959	λ 4861
1535	—	—	—	—	39 2	13.0	3 4
3242	—	—	—	—	127.5	42.8	8 7
6210	132.9	45.3	11 8	—	—	—	—
6543	124.8	41.0	18.6	—	—	—	—
6572	129.9	41.8	11.0	—	—	—	—
6720	60.8	20.6	6.5	29 7	—	—	—
6826	79.7	24.9	11.2	—	81.0	25 3	11 4
6853	271.0	94.9	27.9	125.6	—	—	—
7009	—	—	—	—	114.8	41.8	9 7
7027	78.2	26.1	5 2	—	75.6	25.2	5.0
7662	111.2	36.5	8 1	—	91.4	29.8	6.6

§ 4. Концентрации H^+, O^+, O^{++} и массы планетарных туманностей

По формулам (7), (8) и (9) этой главы, как было сказано уже, можно определить концентрации H^+, O^+, O^{++}, и массы туманностей, если знать из наблюдений количество энергии излучаемой 1 кубическим сантиметром туманности в одной из линий бальмеровской серии водорода и λλ 5007—4959 и λλ 3729—3726. Необходимо иметь также значения электронных температур индивидуальных туманностей.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Определение электронных температур T_e планетарных туманностей проводилось многими. Причем, для вычисления использовалась формула, выведенная В. А. Амбарцумяном или позднее полученная Мензелем, Аллером и Хеббом, которая почти идентична с первой. Указанная формула дает возможность вычислить T_e по отношению интенсивностей запрещенных линий [OIII]: λ 4363 и N_1+N_2.

Излучение иона кислорода в линии λ 4363 происходит при переходах из метастабильного уровня $^1S_0$ на уровень $^1D_2$. При переходе же вниз из уровня $^1D_2$—также метастабильного — излучаются линии N_1 и N_2. Потенциалы возбуждения уровней $^1S_0$ и $^1D_2$ равны 5.3 эв и 2.5 эв, соответственно. Отсюда ясно, что при имеющемся в туманности механизме возбуждения запрещенных линий большая интенсивность λ 4363 будет указывать на большую электронную температуру в ней

Одними из последних и наиболее точными определениями электронных температур являются определения Лиллера и Аллера—на основе фотоэлектрических промеров, и Андрийа—по фотографическим оценкам интенсивностей. Для наших вычислений мы пользовались первыми [57].

Для вычисления количества энергии, излучаемого 1 см^3 туманности, необходимо знать ее размер, который можно определить по угловому радиусу φ и расстоянию R туманности. Действительно, если E освещенность, то полное количество энергии излучаемой туманностью будет: $4\pi R^2F$.

Радиус туманности очевидно равен $R\varphi$. Определив объем светящейся части туманности, равный $V=\frac{4}{3}\pi R^3(\varphi_1^3-\varphi_2^3)$, (где φ_1—внешний радиус, а φ_2—внутренний, в случае полой, внутри, туманности), можно вычислить и плотность излучения

$$\mathscr{E}=\frac{4\pi R^2E}{\frac{4}{3}\pi R^3(\varphi_1^3-\varphi_2^3)}=\frac{3E}{R(\varphi_1^3-\varphi_2^3)}, \qquad (17)$$

допустив, что в туманности она постоянна.

Угловые размеры туманностей измерены Кертисом [53] Для некоторых туманностей они уточнены О Вильсоном [70].

Электронные температуры T_e и значения средних внешних и внутренних радиусов в угловой мере, для наблюденных нами туманностей, приведены во втором и третьем столбцах таблицы 22.

В таблице 22 для *NGC* 6720 и *NGC* 6853, у которых не определено по наблюдениям T_e, значения этой величины взято равным 10000°, что обычно принимается за среднее значение электронной температуры туманностей и имеет малую дисперсию [40].

Тригонометрические параллаксы планетарных туманностей весьма малы и соизмеримы с ошибкой их определения. Это указывает на отдаленность от нас этих объектов. Из-за ненадежности параллаксов, многие

авторы определяли расстояния туманностей косвенным путем. При этом некоторыми исследователями были допущены ошибки, на которые указал Б. А. Воронцов-Вельяминов [39, 41].

Таблица 22

№ NGC	φ в″	T_e в гр. К	R в пс	A′ в зв. вел.
1535	9″; 4.5	14300	720	0.5
3242	8 ; 3.2	17700	600	0.6
6210	5	10800	790	0.8
6543	10	9500	520	0.7
6572	7	13500	580	1.3
6720	36 ; 18	10000	570	0.8
6826	13	11200	580	0.4
6853	240	10000	400	0.8
7009	9	13900	500	0.6
7027	5	16800	1000	1.8
7662	8 ; 4	15000	600	0.7

В настоящий момент наиболее приемлемым считается каталог расстояний, составленный Б. А. Воронцовым-Вельяминовым [44]. На основе обнаруженной статистической зависимости между средней фотографической поверхностной яркостью туманностей и их видимыми диаметрами, Б. А. Воронцов-Вельяминов допустил, что абсолютные интегральные величины туманностей M мало различаются и выражаются формулой $M=0.04—0.22$ (m_*-m_n) (где m_* —видимая звездная величина ядра, а m_n —видимая интегральная звездная величина туманности). Указанное положение дало возможность определить относительные расстояния до туманностей. Затем, привлекая средний статистический параллакс туманностей, определялись индивидуальные расстояния до них. Причем учитывалось влияние межзвездного поглощения.

Для туманности *NGC* 6720, расположенной в созвездии Лиры, А. А. Латыпову, по фотографиям, разделенным большим промежутком времени, удалось измерить величину увеличения видимого размера туманности, оказавшуюся равной 0″.009±0″.001 в год [42]. Сопоставив это число со значением линейной скорости расширения,—средней из оценки Цанстра по спектрограмме Кемпбелла и Мура (19 км/сек), и измерению О. Вильсона (30 км/сек),—А. А. Латыпов вычислил расстояние *NGC* 6720, которое оказалось равным 570 пс, что близко к определению Б. А. Воронцова-Вельяминова —700 пс.

В таблице 22 даны для измеренных нами планетарных туманностей расстояния и величины поглощения в лучах λ 5000 Å по каталогу Б. А. Воронцова-Вельяминова [44]. Лишь для *NGC* 6720 расстояние взято по А. А. Латыпову. Этими данными мы пользовались при вычислениях концентраций H^+, O^+, O^{++}, и масс туманностей. Пересчет величины межзвездного поглощения с 5000 Å для других длин волн делался согласно закону поглощения λ^{-1}.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Таблица 23

№ NGC	$N_{H+}=N_e$	OIII	𝔐
1535	5900	0.25	0.017
3242	13500	0.42	0.016
6210	26000	2.33	0.017
6543	12500	0.91	0.019
6572	24500	1.10	0.019
6720	1300	0.07	0.110
6826	5900	0.22	0.030
7009	11400	0.48	0.012
7027	27000	1.17	0.040
7662	11300	0.17	0.014

В таблице 23 приведены результаты наших вычислений. В ее столбцах последовательно даны: туманности по каталогу *NGC*, плотность электронов или протонов, плотность ионов O^{++}; все это—в количестве частиц в одном кубическом сантиметре, и масса туманности, выраженная в единицах массы Солнца.

§ 5. Гигантская планетарная туманность *NGC* 6853—«Гантель»

NGC 6853—вторая по видимой величине планетарная туманность. Поэтому имеется возможность подробного изучения ее структуры. Мы решили, наряду с фотоэлектрическими промерами, провести для детального исследования распределения излучения в *NGC* 6853, также фотографическую фотометрию по ее снимку.

При помощи электрофотометра *NGC* 6853 измерялась в течение двух ночей. При промерах применялась имеющаяся у нас в приборе максимального размера диафрагма с угловым диаметром 4′.7. Она не перекрывала всю туманность, простирающуюся по диаметру до 7′.8. Вне диафрагмы, как это выяснилось по относительным фотографическим промерам, о которых будет сказано ниже, оставалось 26% свечения туманности. Приведенные в таблице 17 отбросы гальванометра для *NGC* 6853 учитывают это, т. е. они соответствуют всей туманности. Свечение ядра туманности не принято во внимание, так как оно незначительно ($m_* - m_n \approx 6$).

Распределение излучения по видимой поверхности *NGC* 6853 изучено Б. А. Воронцовым-Вельяминовым и О. Крамер [9]. Ими использован для этой цели негатив, полученный на 30-см рефлекторе Кучинской обсерватории.

Во второй половине 1955 года в Абастуманской обсерватории был установлен и начал работать 70-см менисковый телескоп Максутова. Мы решили воспользоваться его преимуществами, получить на нем фотографии *NGC* 6853 и провести повторно ее поверхностную фотометрию с целью изучения пространственной структуры.

10—11 и 11—12 октября 1955 г.—в ночи с хорошей атмосферной прозрачностью—было получено два фотонегатива *NGC* 6853 каждый с экспозицией в 1 час на панхроматических пластинках Ильфорд FP-4 и Ильфорд HP-3. У нас не было возможности из-за неимения подходящих светофильтров получить фотографии туманности в лучах ее отдельных эмиссионных линий, что, разумеется, лучше подходило бы для нашей цели. Но, согласно спектрофотометрическому исследованию Вольфа [71], в *NGC* 6853 нет стратификации излучения составляющих ее газов. Вольф сфотографировал спектры туманности при четырех различных позиционных положениях щели спектрографа. В каждом из этих спектров начальная нулевая, минимальная, максимальная и конечная нулевая интенсивности для всех линий, исключая лишь λ 4686 (HeII), приходятся на одно и тоже расстояние от ядра туманности. Отсюда можно заключить, что почернения на снимке туманности, полученном на панхроматической пластинке, будут соответствовать распределению излучения вдоль *NGC* 6853 в каждой отдельной излучаемой ею эмиссионной линии, исключая λ 4686. На долю же этой последней, согласно спектрофотометрическому исследованию Минковского [68], приходится лишь 2% излучения туманности и, таким образом, участие ее в создании изображения на панхроматической пластинке незначительно.

Для измерений был взят фотоснимок туманности, полученный на пластинке Ильфорд HP-3, так как на нем слабые детали туманности вышли лучше. Звездные изображения на этом снимке крупнее из-за крупного зерна эмульсии. Репродукция со снимка представлена на рис. 17. На снимке *NGC* 6853 обрисовалась в виде эллипса, большая ось которого совпадает с направлением более низкой светимости. Как на ликских репродукциях [53], так и на фото Б. А. Воронцова-Вельяминова [39], вытянутость туманности в указанном направлении так ясно не заметна. Размер туманности в направлении низкой светимости равен 7′.8, а в направлении, перпендикулярном этому, 7′.2.

Характеристическая кривая была построена по шкале, полученной на трехпризменном спектрографе ИСП-51. Изображение туманности измерено на регистрирующем микрофотометре МФ-4. Записи распределения почернения вдоль туманности—от центра к краю—получены для 36 направлений, отличающихся друг от друга на 10° На рис. 18 даны изофоты *NGC* 6853. Ввиду того, что планетарная туманность прозрачна для своего эмиссионного излучения, переход от видимого распределения излучения вдоль радиуса к реальному пространственному, при наличии сферической симметрии туманности, сравнительно прост.

В *NGC* 6853 мы выделили пять областей, внутри которых значения измеренных интенсивностей вдоль различных радиусов мало отличаются друг от друга. Было принято, что в каждой из этих областей туманности пространственная интенсивность излучения меняется в основном вдоль радиуса. На рис. 18 римскими цифрами обозначены выделенные в туманности области. I, II, IV соответствуют ярким частям туманности,

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

причем II область содержит самую интенсивную деталь *NGC* 6853. Области III и V—это сравнительно слабые и более протяженные части туманности. Растворы углов, ограничивающих области I, II, III, IV, V, равны 50, 40, 100, 90 и 80° соответственно. Для каждой выделенной области были составлены средние значения видимого хода интенсивности вдоль радиуса. По ним, воспользовавшись разработанным П. Н. Холоповым весьма удобным численным способом определения пространствен-

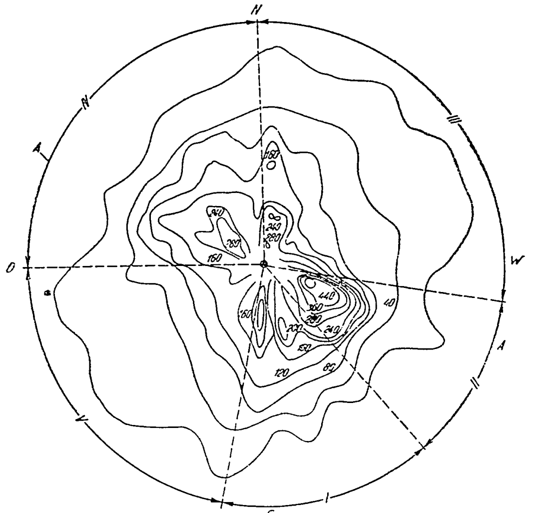


Рис. 18. Изофоты NGC 6853. Числа указывают значения относительной интенсивности

ной плотности звезд в сфероидальном звездном скоплении [43], мы определили пространственное радиальное распределение интенсивности излучения в каждой из выделенных нами областей *NGC* 6853 отдельно. На рис. 19 графически представлены результаты этих вычислений.

При определении количества радиации, излученной 1 см^3 туманности в той или иной эмиссионной линии, мы воспользовались спектрофотометрическими измерениями Минковского [68], который определил относительные интенсивности линий *NGC* 6853 в двух участках туманности— около центра и в самой ее яркой части. Для этих двух участков им получены различные интенсивности для расположенных в фиолете линий λ 3970 [*Ne III*] + $H\varepsilon$, λ 3869 [*Ne III*] и λ 3727 [*OII*].

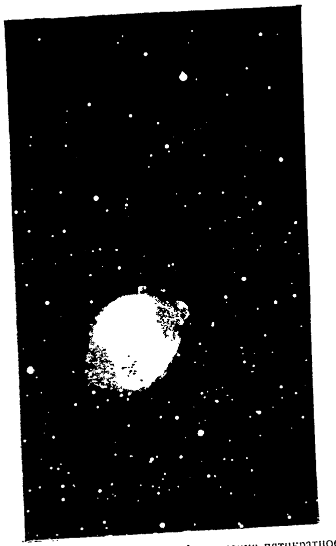


Рис. 17. Снимок NGC 6853. Увеличение пятикратное

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Таблица 24

λ (A°)	Ион	i	Поглощение (Δm)	E, исправленное за поглощение в 10^{-11} эрг/сек. $см^2$
3727	[OII]	45	1.07	337
3869	[NeIII]	9 5	1.03	09
3968	[NeIII]+HI	4.5	1.01	32
4101	HI	2 3	0.98	10
4340	HI	3 7	0.92	24
4686	HeII	3.0	0.86	10
4861	HI	10	0.82	50
4979	[OIII]	34	0.80	198
5007	[OIII]	97	0.80	100

По нашим фотоэлектрическим промерам, приведенным в табл. 17, отношение величины отклонения гальванометра при промере туманности в фиолете к отклонению при промере в зеленой области спектра равно 0.80. Согласно определениям Минковского, учитывая по кривым I и 3 рис. 11 селективную спектральную чувствительность нашей аппаратуры,

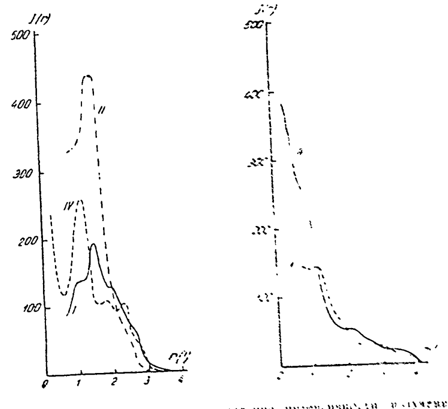


Рис 19 Пространственное распределение интенсивности излучения вдоль радиуса в NGC 6853 для областей I, II, III, IV, V [illegible]

указанное отношение будет равно 0.45 для центральной области туманности и 0.70 для ее яркого участка Таким образом, для туманности в целом более характерным является отношение излучений ее монохроматических изображений, подобное измеренному Минковским для яркой

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

части *NGC* 6853. Эти значения относительных интенсивностей и были взяты нами для вычислений. Они приведены в третьем столбце табл. 24. Согласно этим числам, зная абсолютную спектральную чувствительность нашей фотоэлектрической аппаратуры, мы вычислили количество энергии, доходящей до Земли от туманности в ее различного цвета изображениях. Было также принято во внимание поглощение, обусловленное межзвездной средой.

Величина поглощения как и для других туманностей была взята из каталога Б. А. Воронцова-Вельяминова [44]. В четвертом столбце табл. 24 дана величина поглощения до туманности для различных длин волн, в пятом столбце приводится вычисленное с учетом поглощения количество энергии, доходящее от всей туманности до Земли.

Концентрации H^+, O^+ и O^{++} были вычислены для каждой выделенной области туманности отдельно, причем в каждой области для нескольких расстояний от ядра. При этом сперва, путем интегрирования изофот туманности, было определено ее суммарное излучение в принятых относительных единицах. Затем составлены отношения значений радиальных интенсивностей, выраженных в тех же единицах, к суммарному излучению. Привлекая данные пятого столбца табл. 24, по расстоянию до туманности в 400 пс, было определено полное излучение туманности в абсолютных единицах. По расстоянию и угловым размерам туманности был определен ее объем, равный 10^{55} см³, и, необходимые для вычисления плотности излучения, объемы между последовательными сферами в выделенных нами пяти областях *NGC* 6853. Располагая перечисленными величинами, мы вычислили значения плотности излучения вдоль радиуса в эрг/сек.см³ для H_β, λ 3727 и N_1+N_2. В табл. 25 приводятся вычисленные по ним плотности H^+, O^+ и O^{++} для различных расстояний от ядра в областях I, II, III, IV и V в количествах ионов в 1 см³.

Таблица 25*

Область	Ион \ r в′	0.6	1 2	1 8	2.4	3.0	3 6	3 9
I	$H^+=N_e$	185	303	347	258	141	37	0
	O^+	9.8	16.0	18.4	13.5	0.8	0.2	0
	O^{++}	12.1	19.8	22.8	16.8	9.3	2 6	0
II	$H^+=N_e$	0	480	534	222	61	59	0
	O^+	0	25 4	28 4	11.8	3.4	3 0	0
	O^{++}	0	30.1	35.1	14.5	4 1	3 7	0
III	$H^+=N_e$	477	346	195	178	133	107	81
	O^+	25.4	18.4	10.4	9.5	7.0	5 3	4.2
	O^{++}	31.5	22.6	13 4	11 7	8 8	7.0	5.2
IV	$H^+=N_e$	342	390	260	253	122	0	0
	O^+	18.1	20.7	13 7	13.4	3 7	0	0
	O^{++}	22.3	29.8	16.9	16 6	8 1	0	0
V	$H^+=N_e$	289	311	224	142	125	97	72
	O^+	15.3	16.3	12.0	7.6	6.6	5	4.0
	O^{++}	18.7	20.2	14.5	9 6	8 3	6 2	5 2

* Значения концентраций O^+ и O^{++} умножены на 10^3.

Причем 1′ при принятом нами расстоянии до туманности соответствует 0.12 пс. Масса туманности, вычисленная по концентрации H^+ получается равной 1.36 $M_\odot$.

В таблице 26 приводятся относительные значения массы в выделенных нами областях. В таблице 27 дано радиальное распределение массы во всей туманности в целом.

Таблица 26

Область	I	II	III	IV	V
Относительная масса . .	0 14	0 11	0.30	0.22	0.23

Таблица 27

r в′	0.0—0.9	0.9—1.5	1.5 - 2 1	2 1 2.7	2 7—3.3	3.3—3.9
Относит. масса	0.07	0.14	0.20	0.24	0.21	0.14

§ 6. Туманность Ориона и «Омега»

Для вычисления освещенностей от измеренных нами участков туманности Ориона мы воспользовались нашими промерами с фильтром GG-11 (см. табл. 18) и значениями относительных интенсивностей в линиях H_β, N_1 и N_2, согласно работе Минковского [72]. Последним, на основе фотографий, полученных при помощи щелевого спектрографа, причем при различных ориентациях его щели, оценены вышеуказанные величины в очень близкой окрестности Трапеции Ориона, т. е. приблизительно в тех участках, которые были измерены нами. В таблице 28, составленной по данным работы [72], выписаны числовые значения относительных интенсивностей H_β, N_1 и N_2 для профотометрированных нами участков туманности Ориона.

Вычисленные значения освещенностей приведены в таблице 29.

Таблица 28

№ участка	Относит. интенсивн. в N_1	N_2	H_β
1	29	10 4	10
2	25	8	10
3	24	8	10
4	26	8	10
5	12	4	10
6	14 3	4.8	10
7	15.6	5.2	10
8	17	5	10
9	29	10.4	10

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Электронная температура туманности Ориона оценивалась многими исследователями. Значения ее таковы:

Барбье	28000°,
Аллер	10300 ,
Гринстейн	9000 ,
Гурзадян Г. А.	10600 ,

Для наших вычислений мы приняли T_e равным 10000°, сочтя результат Барбье слишком завышенным.

Таблица 29

№ участка	E. 10^{10} (эрг/сек. см²)		
	Hβ	N_1	N_2
1	10.43	30.24	10 85
2	11.39	28.48	9.11
3	6 77	16.25	5'42
4	8.50	22.10	6.80
5	1.81	2.17	0.72
6	1.24	1.77	0.59
7	1.61	2.72	0.84
8	1.78	3.03	0.89
9	6 44	18.67	6.70

Объем светящейся части туманности Ориона нами взят согласно исследованию С. Б. Пикельнера и Г. А. Шайна [45]. Ими установлено, на основе анализа флюктуаций яркости в туманности Ориона, как следствие турбулентности, что до нас доходит излучение обращенного в нашу сторону края туманности толщиной в 0.08 — 0.12 пс, если для расстояния до туманности взять 520 пс.

Излучение слоев, расположенных на больших глубинах, до нас не доходит, т. к. величина поглощения в туманности значительна, что обусловлено большой «запыленностью» NGC 1976. Межзвездное поглощение до туманности Ориона незначительно, т. к. она сравнительно близка к нам и достаточно удалена от плоскости Галактики ($b = -18°$). Анализ флюктуаций яркости в лучах H_α, N_1, N_2 и λ 3727 подтверждает незначительность межзвездного поглощения до туманности Ориона [45].

Итак, толщина излучающего слоя взята нами равной 0.1 пс. Диаметр фотометрируемого нами участка, как говорилось выше, равен 62 угловым секундам, что при расстоянии 520 пс до туманности соответствует 0.156 пс.

В таблице 30 собраны результаты вычислений для туманности Ориона. Первый столбец ее содержит обозначение фотометрируемого участка, во втором столбце даны концентрации протонов или свободных электронов, в третьем—содержание O^{++}, четвертый столбец содержит массу водородных атомов, находящихся в объеме фотометрируемого участка в единицах массы Солнца.

Таблица 30

№ участка	H+ – Ne	O++	𝔐 (⊙)
1	4310	0.851	0.201
2	4480	0.749	0.210
3	3460	0.560	0 162
4	3880	0.666	0.182
5	1440	0.180	0.067
6	1360	0.155	0.064
7	1690	0.188	0.079
8	1770	0.198	0.083
9	3380	0.670	0 158

Из данных последнего столбца таблицы получается, что масса светящегося слоя туманности Ориона размером 9′ вокруг Трапеции приблизительно равна 10 солнечным массам.

Для туманности NGC 6618 «Омега» все необходимые данные нами взяты из работы Г. А. Гурзадяна [46]. Относительные интенсивности линий λ 5577, N_1+N_2, H_β входящих в спектральный интервал, охватываемый умножителем, равны 1.2, 2.1 и 1 соответственно. Поглощение до туманности $A_{\lambda 4400} = 1.^m8$ расстояние—1100 пс.

Привлекая измерения NGC 6618 с фильтром ЖС-16 и значение абсолютной чувствительности аппаратуры, получим освещенности в интересующих нас линиях спектра туманности, что приведено в таблице 31.

Таблица 31

λ	E набл. (эрг/сек. см²)	E исправл. за погл. в эрг/сек. см²
N_1+N_2	$1.50 \cdot 10^{-9}$	$7 9 \cdot 10^{-9}$
Hβ	0.73	3.8

Промер туманности, как указывалось, производился нами с диафрагмой диаметром 4′42″. Размер яркой части туманности NGC 6618 равен 12′×7′.5, что по площади в пять раз превосходит измеренный нами участок. Поэтому для значения освещенности от всей яркой части туманности будем иметь, с учетом поглощения, в лучах N_1+N_2: 40.10 $^{-9}$ эрг/сек.см², в лучах H_β 19.10 $^{-9}$ эрг/сек.см².

Объем туманности мы определили приняв ее за сферу с видимым диаметром в 10′. Вычисления дали для значений концентраций H^+ O^{++} и массы туманности, соответственно, 100 протонов/см³, 0.01 ионов/см³ и до 40 солнечных масс.

Еще раз подчеркиваем, что эти значения относятся к яркой части туманности. Они также, по-видимому, не так точны, как результаты для

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

других туманностей, из-за того, что измерение *NGC* 6618 нами было проведено лишь один раз, а вычисления выполнены для большого объема туманности с допущением постоянной плотности излучения в нем.

Обсуждение результатов

Внутреннюю сходимость результатов наших измерений можно считать хорошей. Действительно, значения освещенностей, создаваемые туманностями *NGC* 6826, 7027, 7662, вычисленные по наблюдениям в различные периоды с применением различных умножителей хорошо совпадают между собой. В этом можно убедиться просмотрев таблицу 21.

Целесообразно сопоставить результаты наших наблюдений с фотоэлектрическими измерениями Лиллера и Аллера [57]. Сравнение с результатами фотографической фотометрии туманностей, из-за больших ошибок, вызванных применением указанной методики, как это уже было отмечено в введении, не может служить критерием оценки точности наших наблюдательных данных.

На рис. 20 представлено сопоставление значений логарифмов поверхностных яркостей туманностей в лучах H_β, полученных нами Лиллером и Аллером. Влияние межзвездного поглощения в обоих случаях не учтено. Наибольшее несовпадение мы имеем в случае туманности *NGC* 3242. Поверхностная яркость, полученная Лиллером и Аллером вдвое превосходит полученную нами. Если вспомнить числа приведенные в таблице 2, где сравнены поверхностные яркости туманностей, определенные фотоэлектрически Лиллером с аналогичными величинами, полученными на основе фотографической фотометрии Мензелом и Аллером [40], и где отличие указанных величин в случае IC 40 достигает сорока восьмикратного значения, то сходимость результатов наших наблюдений с результатами наблюдений Лиллера и Аллера можно признать отличной.

Прежде чем перейти к обсуждению полученных нами значений концентраций протонов и электронов, ионов O^{++} в туманностях и масс туманностей, посмотрим как может сказаться на определение указанных величин неточное знание тех характеристик туманностей, от которых вычисляемые значения концентраций ионов и масс туманностей сильно зависят. Таковыми являются в первую очередь форма туманностей и их расстояния.

При всех наших вычислениях, касающихся планетарных туманностей мы исходили из допущения их сферически симметричного строения. Указанное не справедливо, вполне и во всех случаях. Например, если

просмотреть щелевую спектрограмму *NGC* 6720 [73], то можно отчетливо увидеть лишь одну компоненту расщепленной эмиссионной линии туманности. Это говорит о малой массе или плотности, или вообще отсутствии, одной из расширяющихся полусфер туманности. Отчасти другим фактом свидетельствующим об отсутствии сферически симметричного распределения вещества в туманностях является открытие Г. А. Шайном и В. Ф. Газе слабых ободков светящейся материи вокруг некоторых планетарных туманностей, что объясняется переизлучением выходящего через прорывы в основной газовой оболочке туманности, ионизующего излучения центральной звезды [47].

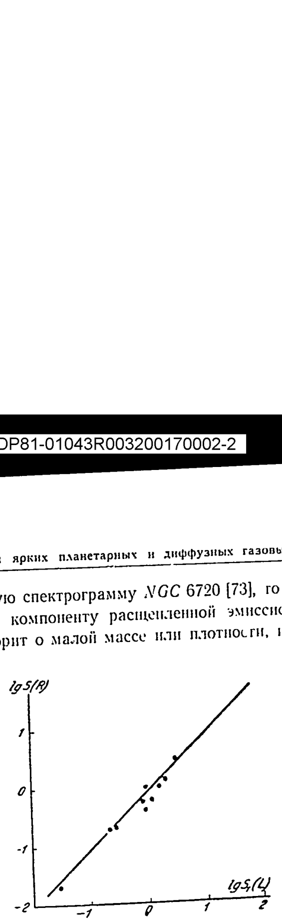


Рис. 20

Посмотрим как изменяются результаты наших вычислений при допущении, что планетарная туманность не сферического строения, а является дискообразным образованием, скажем толщиной в 0.2 ее видимого диаметра. В этом случае для объема туманности при сфероидальности и дискообразности ее формы имеем, при заданном радиусе туманности r:

$$v_1 = \frac{4}{3}\pi r^3;\quad v_2 = \pi r^2 \cdot 0.4 r = 0.4\pi r^3;\quad \frac{v_1}{v_2} \approx 4.$$

Плотность излучения в туманности для этих двух случаев будет:

$$\varepsilon_1 = \frac{L}{v_1};\quad \varepsilon_2 = \frac{L}{v_2};\quad \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = \frac{v_2}{v_1} \approx \frac{1}{4},$$

(L—светимость туманности).

Для концентрации протонов и электронов будем иметь:

$$N_1 \div \sqrt{\varepsilon_1};\quad N_2 \div \sqrt{\varepsilon_2};\quad \frac{N_1}{N_2} = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} \approx \frac{1}{2};$$

а для массы туманности:

$$\mathfrak{M} \div N_1 V_1;\quad \mathfrak{M} - N_2 V_2;\quad \frac{\mathfrak{M}_1}{\mathfrak{M}_2} = \frac{N_1 V_1}{N_2 V_2} \approx 2.$$

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Для концентрации O^+ и O^{++} будет:

$$N_1 \div \varepsilon_1; \quad N_2 \div \varepsilon_2; \frac{N_1}{N_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \approx \frac{1}{4}.$$

Теперь посмотрим как зависят вычисляемые нами характеристики от расстояния туманностей. Для большей наглядности сопоставим величины концентраций электронов и протонов, ионов кислорода и масс туманностей при изменении значения расстояния туманности вдвое. Большего порядка величины ошибок в расстояниях планетарных туманностей, определенных Б. А. Воронцовым-Вельяминовым, с большой вероятностью можно не предполагать, ибо, как это уже отмечалось выше, расстояние до одной из планетарных туманностей (*NGC* 6720), вычисленное по сопоставлению увеличения видимого размера со скоростью расширения—(570 пс), близко к вычисленному Б. А. Воронцовым-Вельяминовым (700 пс).

Итак, оценим N_e, $N(OIII)$ и $\mathfrak{M}$ при R_1 и $R_2=2R_1$, принимая форму туманности сферической.

Для объема туманности имеем

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\frac{4}{3}\pi R^3_1\, \varphi^3}{\frac{4}{3}\pi R^3_2\, \varphi^3} = \frac{1}{8},$$

(φ—угловой радиус туманности).

Для плотности излучения в туманности в лучах ее эмиссионных линий будем иметь:

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = \frac{3E}{R_1\varphi^3} : \frac{3E}{R_2\varphi^3} = \frac{R_2}{R_1} = 2.$$

Для электронной и протонной концентраций получим:

$$N_e \div \sqrt{\varepsilon}; \quad \frac{Ne_1}{Ne_2} = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} = \sqrt{2} \approx 1.4.$$

Для концентрации O^+ и O^{++} будет:

$$N \div \varepsilon; \frac{N_1}{N_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = 2.$$

И, для массы туманности—

$$\mathfrak{M} \div NeV; \frac{\mathfrak{M}_1}{\mathfrak{M}_2} = \frac{N_{e1} V_1}{N_{e2} V_2} \approx 1.4 \cdot \frac{1}{8} \approx 0.2.$$

Мы не будем касаться влияния величины электронной температуры на вычисляемые нами характеристики туманностей. Электронные температуры туманностей определяются сравнительно уверенно и имеют небольшую дисперсию. Поэтому, ошибки в их определении незначительно, как в этом можно убедиться путем проведения соответствующих выкладок, отразятся на наши конечные результаты. Таким образом, мы видим, что

наибольшую ошибку, в основном в определении масс туманностей, может вызвать неточное знание расстояний до туманностей.

Сравнение плотностей H^+, O^{++} и масс планетарных туманностей показывает большое их разнообразие. Наиболее плотной является планетарная туманность *NGC* 7027 (N_e=27000), наименее плотной — —*NGC* 6853 (N_e=180). Наибольшие плотности водорода обычно совпадают с наибольшими плотностями ионов кислорода и наоборот. Иллюстрацией этого является рис. 21.

Рис. 21. Сопоставление плотностей H^+ и O^{++} в планетарных туманностях

Рис. 22. Сопоставление плотностей H^+ и объемов планетарных туманностей

Плотность вещества в планетарных туманностях предопределяется в основном их объемом, что показано на рис 22

Массы туманностей разнятся в 100 раз. Наименее массивной является *NGC* 7009. Самой большой массой обладает *NGC* 6853. Об этой туманности мы сделаем подробные замечания ниже.

Расположим планетарные туманности в порядке изменения концентраций водородных ионов в них и посмотрим как проявится указанное в формах туманностей. Для классификации туманностей по форме воспользуемся схемой, предложенной Г. А. Гурзадяном [48]

В таблице 32 приведены плотности H^+ для различных планетарных туманностей в порядке их убывания.

В третьем столбце таблицы дан класс туманности. Причем, для некоторых из измеренных нами туманностей уточнены классы, приведенные в каталоге Г. А. Гурзадяна [48]. Например *NGC* 6853 у Г. А. Гурзадяна классифицирована как *BI*° (раздельная планетовидная). Согласно

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Таблица 32

№ NGC	N_{H+}	Класс	$\mathfrak{M}(\odot)$
7027	27000	D	0.040
6210	26000	S—I	0.017
6572	24500	S—I	0.019
3242	13500	S—II	0.016
6543	12500	S—I	0.019
7009	11400	S—II	0.012
7662	11300	S—II	0.014
1535	5900	S—II	0.017
6826	5900	S—I	0.030
6720	1300	S—III	0 110
6853	180	S—III	1 360

нашему фотометрическому исследованию *NGC* 6853 кольцеобразная туманность с сосредоточением 80% ее массы между концентрическими сферическими поверхностями с радиусами 0.4 и 1.0 в единицах внешнего радиуса туманности. Другая туманность- *NGC* 6543 по фотографии, полученной в Абастуманской обсерватории осенью 1956 года Г. А. Гурзадяном, на 70-см менисковом телескопе Максутова, скорее планетовидная (*SI*) чем улиткообразная (*Sp—a*), как это видно на фото Кертиса [53], снятом с весьма малой экспозицией. *NGC* 7009 мы классифицировали как сферически двухоболочную (у Г. А. Гурзадяна *Sp—s*).

Просмотр таблицы 32 подтверждает эволюционный путь развития планетарных туманностей, предложенный Г. А. Гурзадяном [48]. Согласно этому пути развитие туманностей идет от планетовидных через сферически двухоболочных к кольцеобразным. Указанное удовлетворительно отображено в таблице.

Сопоставление плотностей и масс планетарных туманностей (смотри столбец 4 таблицы 32) отображает лишь условие о приблизительном постоянстве светимостей туманностей *L*, положенное Б. А. Воронцовым-Вельяминовым в основу определения расстояний.

Действительно, при допущении

$$L = \text{const}$$

имеем

$$V\varepsilon = \text{const}$$

Но,

$$N \div \sqrt{\varepsilon}; \quad \varepsilon \div N^2,$$

$$\mathfrak{M} \div VN; \quad V \div \frac{\mathfrak{M}}{N} \text{ и } V\varepsilon \div \frac{\mathfrak{M}}{N} N^2, \quad \text{т. е.}$$

$$\mathfrak{M}N = \text{const} \qquad \text{(a)}$$

Указанное соотношение показывает, что положение о постоянстве светимостей туманностей имеет эволюционный смысл. Действительно, соотношение (а), показывает, что образование планетарной туманности не является коротким, единовременным актом, наподобие образования оболочки Новой звезды. В расширяющейся туманности плотность вещества падает, но количество его все нарастает (очевидно, благодаря длитель-

ному во времени истечению из ядра) таким образом, что удовлетворяется соотношение $\mathfrak{M}N = \text{const}$

Несколько подробней остановимся на планетарной туманности *NGC* 6853. Как уже было отмечено, она обладает наименьшей плотностью и наибольшей массой из всех исследованных нами планетарных туманностей.

Большая чем у других туманностей интенсивность λ 3727 [OII] в спектре *NGC* 6853 [68] свидетельствует о большом разрежении ионизирующего излучения ядра, т. е. говорит о большом объеме туманности. Последнее косвенно подтверждает полученную нами малую концентрацию H^+, O^+ и O^{++} в *NGC* 6853.

Казалось бы наиболее проблематична реальность полученного нами значения массы *NGC* 6853 (1 36 $M_\odot$), слишком большой по сравнению с массами других планетарных туманностей Но, если даже расстояние до этой туманности считать завышенным вдвое, то все-же масса ее получится равной четверти солнечной массы, т. е опять будет превышать намного массы других планетарных туманностей

В пользу большой массы *NGC* 6853 может говорить также следующее. Как известно, температуры ядер планетарных туманностей, определенные методом Цанстра [74], являются заниженными. Это объясняется тем, что оптическая толщина планетарных туманностей является недостаточной для полного поглощения излучения водородного атома за пределом лаймановской серии, как это принято в качестве основного допущения в методе Цанстра.

Как показал Г А. Гурзадян [48], наибольшее занижение температур ядер метод Цанстра должен давать в случае кольцеобразных туманностей, каковой является *NGC* 6853.

Метод определения температур ядер, предложенный В А. Амбарцумяном [49], также предполагает непрозрачность туманности для излучения в частотах больших частоты ν_0, соответствующей пределу лаймановской серии атома водорода. (В методе В А. Амбарцумяна также принято, что в туманности имеется достаточное число ионов гелия, которые полностью поглощают излучение, имеющее частоту большую $4\nu_0$). Температура ядра согласно этому методу определяется на основе сравнения интенсивностей линий λ 4686 (HeII) и λ 4861 (HI). Метод В. А. Амбарцумяна дает завышенные значения для температуры ядра планетарной туманности.

Таким образом, приведенные методы, принимающие за основу одно и тоже допущение о непрозрачности туманности для излучения ядра за пределом лаймановской серии водорода, дают верхнюю и нижнюю границы температуры ядра туманности. Различия в получаемых значениях температуры будут тем больше, чем более прозрачна будет туманность для указанного излучения. Поэтому большей массе туманности будет соответствовать большая оптическая толщина туманности и значения температуры, определенные методами Цанстра и В А. Амбарцумяна будут близки или совпадать Таким образом, значения температуры ядра

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

NGC 6853, определенные двумя указанными методами, могут дать возможность судить о массе туманности.

По спектрофотометрическим данным Минковского мы определили методом В. А. Амбарцумяна температуру ядра *NGC* 6853 и получили для нее значение равное 78000°.

Определить температуру *NGC* 6853 по методу Цанстра нам не удалось, т. к. нет необходимых для этой цели значений интенсивности непрерывного спектра ядра. Но, температура ядра *NGC* 6853 определена Б. А. Воронцовым-Вельяминовым методом, являющимся модификацией метода Цанстра [39]. Для ядра *NGC* 6853 при этом получено $T = 85000°$.

Таким образом, сопоставление указанных температур ядра *NGC* 6853 говорит в пользу большой массы планетарной туманности *NGC* 6853.

Если обратить внимание на снимок *NGC* 6853, то можно заметить, что яркая ее часть похожа по форме на z-образную планетарную туманность. Происхождение туманностей такого вида Г. А. Гурзадяном объясняется как результат продолжающегося и ныне истечения материи из двух диаметрально противоположных областей медленно вращающейся центральной звезды с осью вращения, примерно совпадающей с направлением на туманность [48]. Но, помимо сходства *NGC* 6853 с указанными туманностями, имеются и признаки, их отличающие. Фигура z в *NGC* 6853 не обрисована так четко, как в тех—малого размера—туманностях, на которые обратил внимание Г. А. Гурзадян. Разницу в сходстве подчеркивает также то обстоятельство, что согласно табл 26 масса *NGC* 6853 как в направлениях перемычки z ($M_{I} + M_{II}$ и M_{IV}) так и в почти перпендикулярных ей направлениях (M_{III} и M_{IV})— одного порядка, чего не должно быть в случае истечения вещества из двух диаметрально противоположных точек центральных звезд. Низкая поверхностная яркость *NGC* 6853 в областях III и V объясняется тем, что материя здесь распределена в большем объеме, о чем говорит вытянутость туманности в этих направлениях.

Колоссальный размер *NGC* 6853 делает возможным с большой вероятностью предположить, что в образовании ее формы могли также принять участие силы, не связанные с ядром или самой туманностью, т. е. внешние силы Г. А. Гурзадян в своей работе [48] указывает на возможное воздействие электромагнитных сил на формы некоторых туманностей. Наличие таких сил можно предположить и в *NGC* 6853. Они могли быть индуцированы межзвездным магнитным полем. На возможность влияния межзвездного магнитного поля на формы некоторых планетарных туманностей впервые указал Г. А. Шайн [50]. Вытянутость туманности может быть вызвана ее вращением. Происхождение более или менее заметного по величине вращения трудно объяснить. Но даже незначительная скорость вращения могла бы создать наблюдаемое сжа-

тие туманности. Итак, если в *NGC* 6853 имеется магнитное поле, силовые линии которого составляют некоторый угол с осью вращения туманности, то можно думать, что происхождение z-образной детали обусловлено движением заряженных частиц под воздействием сил расширения и вращения и под влиянием магнитного поля туманности. Полюса магнитного поля *NGC* 6853 при этом нужно предполагать находящимися в местах наибольшего сгущения материи в туманности (большая плотность силовых линий магнитного поля). Вдоль силовых линий, соединяющих полюса, частицы расположатся с меньшей, сравнительно с полюсами плотностью, т. е. это будут области, близкие к ядру, где материи вообще меньше. Это удовлетворительно согласуется с фотоснимком и изофотами туманности, если предположить, что прямая, соединяющая магнитные полюса, проектируется вдоль линии *AA*, магнитные же полюса находятся в местах наибольшей плотности материи вдоль этой линии, симметрично от ядра. Разумеется, высказанное предположение нуждается в глубоком анализе как качественного, так и количественного характера.

Сравним наши результаты о концентрациях и массах планетарных туманностей с результатами других авторов. В таблице 33 приведены электронные плотности туманностей определенные Мензелом и Аллером [40], Лиллером и Аллером [57] и нами.

Таблица 33

№ NGC	N_e по Мензелу и Аллеру	N_e по Лиллеру и Аллеру	
1535	$13 \cdot 10^3$	$2.8 \cdot 10^3$	$5.9 \cdot 10^3$
3242	—	5.2	13.5
6210	—	8.7	26.0
6543	18	6.3	12.5
6572	17	10.2	24.5
6720	—	—	1.3
6826	7	2.2	5.9
6853	—	—	0.18
7009	33	6.3	11.4
7027	9.3	4.9	27.0
7662	20	6.3	11.3

В таблице 34 даны массы туманностей, приведенные в книге Гольдберга и Аллера—«Атомы звезды и туманности»,—определенные Б. А. Воронцовым-Вельяминовым и вычисленные нами для тех же туманностей. Массы туманностей даны в единицах массы Солнца.

Таблица 34

№ NGC	$\mathfrak{M}$ по Гольдбергу и Аллеру	$\mathfrak{M}$ по Воронцову-Вельяминову	
1535	0.21	—	0.017
6572	—	0.007	0.019
6826	0.12	—	0.030
7009	0.08	—	0.012
7027	0.07	—	0.040
7662	0.06	—	0.014

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Как видим больших расхождений нет. Тут необходимо отметить, что в [40, 57] использовались расстояния туманностей по данным Бермана, на ошибочность которых было указано Б. А. Воронцовым-Вельяминовым.

Сравнение плотностей вещества в планетарных туманностях и диффузной туманности Ориона показывает, что в последней концентрация вещества особенно высока и такого же порядка как в планетарных туманностях в областях близких к Трапеции. Масса излучающего слоя туманности также большая.

В заключение мне хочется выразить свою благодарность профессору М. А. Вашакидзе, советами которого я пользовался при выполнении настоящей работы. Преждевременная смерть его лишила меня отзывчивого руководителя.

Сентябрь, 1957.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шкловский И С., О природе планетарных туманностей и их ядер, Астрон. Журн., 1956 33, 315—329.
2. Гурзадян Г. А., О природе планетарных туманностей, Доклад на 6-ом совещании Комиссии по космогонии в феврале 1957 года
3. Марков А В, On the Nature of Spiral and Gaseous Nebulae, Astron. Nachr 1929. 234, 329—344.
4. Воронцов-Вельяминов Б. А, Паренаго П П., Каталог интегральных фотографических яркостей планетарных туманностей, Астрон Журн, 1931, 8, 206—213.
5. Воронцов-Вельяминов Б. А. Система планетарных туманностей. Астрон журн., 1950, 27, 285—301
6. Амбарцумян В А. Die Flächenhelligkeiten der monochromatischen Bilder einiger Gasnebel, Zs. f. Aph, 1933, 6, 107—113
7. Воронцов-Вельяминов Б. А. Spacial structure and mass of the planetary nebula NGC 6572. Zs. f. Aph, 1936, 12, 247—250.
8. Воронцов-Вельяминов Б. А., Фотометрическая и пространственная структура кольцеобразной туманности Лиры NGC 6720. 1937, 14, 194—206.
9. Воронцов-Вельяминов Б А., Крамер О. Фотометрическое исследование планетарной туманности NGC 6853 (в Лисичке). Астрон журн, 1937, 14, 301—305
10. Амбарцумян В А, Теоретическая астрофизика. Ленинград—Москва, 1939
11. Гук Д. П., Определение массы газовой диффузной туманности «Омега» NGC 6618, Астрон. журн., 1951, 28, 253—257.
12. Докучаева О Д, Определение массы диффузной туманности Ориона. Астрон. журн. 1953, 30, 76—79.
13. Шайн Г А, Газе В. Ф, Некоторые результаты исследования светлых галактических туманностей, Изв Крымской астрофиз, обс., 1951, 6, 3—28.
14. Шайн Г. А., Газе В. Ф, Об особом классе диффузных газовых туманностей, Изв Крымской астрофиз обс., 1951, 7, 87—92.
15 Шайн Г А. Газе В. Ф., О преимущественной ориентации волокон и других структурных деталей в газовых туманностях, Изв. Крымской астрофиз. обс., 1952, 8, 3—16
16. Шайн Г. А., Газе В. Ф, Структура и масса диффузных газовых туманностей NGC 6523, 6618 и 2237, Изв. Крымской астрофиз. обс. 1952, 8, 80—92.
17. Шайн Г. А., Газе В. Ф., О массах газовых объектов в некоторых внегалактических туманностях, Изв. Крымской астрофиз обс., 1952, 9, 13—24
18. Шайн Г. А., Газе В. Ф, Новая система тонковолокнистых туманностей в созвездиях Auriga, Изв Крымской астрофиз обс, 1952, 9. 123—125.

19. Шайн Г. А., Газе В. Ф., О взаимоотношении между диффузными газовыми туманностями и горячими звездами, Изв. Крымской астрофиз. обс., 1953, 10, 152—168.
20 Шайн Г. А, Газе В Ф, Каталог эмиссионных туманностей, Изв Крымской астрофиз. обс., 1955, 15, 11—30
21—25 Шайн Г. А., Диффузные туманности и межзвездное магнитное поле; О нестационарности и распаде диффузных эмиссионных туманностей; О магнитных полях в межзвездном пространстве и в туманностях; Туманности и магнитное поле; Об ассоциировании горячих звезд с эмиссионными туманностями, Астрон журн, 1955, 32 110—117, 209—214, 381—393; 489—491; 492—497
26. Шайн Г. А., Газе В Ф, Атлас диффузных газовых туманностей, Москва, 1952.
27. Фесенков В Г, Рожковский Д А Структура газово-пылевых туманностей и связь их со звездами, Астроном журн. 1952, 29 381—396.
28. Фесенков В Г, Рожковский Д. А, Образование звезд из волокон газово-пылевых туманностей, Астрон журн, 1952, 29, 397—405
29. Фесенков В Г., Рожковский Д А., Некоторые данные о природе звезд, образующихся из газово-пылевых туманностей, Астрон журн, 1953, 30, 3—14.
30. Фесенков В Г., Рожковский Д А., Об энергетическом излучении волокон туманностей и о тесных звездных дорожках с ними связанных, Астрон журн, 1954, 31, 3—14.
31. Фесенков В Г, Рожковский Д А., Атлас газо-пылевых туманностей, Москва, 1953
32. Шкловский И С, О природе свечения Крабовидной туманности. ДАН СССР, 1953, 90, 983—986.
33 Вашакидзе М. А., О степени поляризации излучения близких внегалактических и Крабовидной туманности, Астрон цирк. 1954, № 147, 11—13
34 Домбровский В. А, О природе излучения Крабовидной туманности. ДАН СССР, 1954, 94, 1021—1024
35. Шайн Г. А, Пикельнер С Б, Ихсанов Р Н, Измерение поляризации Крабовидной туманности. Астрон журн, 1955, 32, 395—400
36. Хачикян Э Е., О поляризации света Крабовидной туманности, ДАН Армянской ССР, 1955, 21, 63—68.
37 Никонов В. Б, Куликовский П. Г, Первый советский звездный электрофотометр, Астрон. журн, 1939, 16, вып. 4, 54—68.
38 Дзимистаришвили О. Д, Ошерович А Л, Размадзе Н. А., Роднонов С. Ф, Звездный электрофотометр с фотоумножителем, Бюлл. Абастуманской астрофиз обс 16, 3—7
39 Воронцов-Вельяминов Б А, Газовые туманности и новые звезды, Москва—Ленинград, 1948.
40 Мензел Д., Бэкер Д, Аллер Л., Шортли Д., Хэбб М., Гольдберг Л., Физические процессы в газовых туманностях, Москва, 1948.
41. Воронцов-Вельяминов Б. А, О расстояниях планетарных туманностей и об эволюции их ядер, Астрон журн, 1956, 33, 809—816.
42. Латыпов А. А, О расширении и параллаксе планетарной туманности в Лире, ДАН Узбекской ССР, 1955, № 1, 7—10.
43. Холопов П Н., Численный способ определения пространственной плотности звезд в сфероидальном звездном скоплении, Астрон. журн., 1949, 16, 298—304.
44 Воронцов-Вельяминов Б. А., Система планетарных туманностей, Астрон. журн, 1950, 27, 283—301
45 Пикельнер С. Б, Шайн Г. А, Флюктуации яркости в туманности Ориона как возможное следствие турбулентности, Изв Крымской астрофиз обс, 1954, 11, 22—33.
46. Гурзадян Г. А, Бальмеровский декремент некоторых диффузных туманностей, Сообщ. Бюраканской обс., 1956, 18, 3—14.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

47. Шайн Г. А., Газе В. Ф., О наличии диффузной материи в планетарных туманностях вне зоны HII. Изв. Крым. Астрофизич. обс., 1954, 11, 18—21.
48. Гурзадян Г. А., Вопросы динамики планетарных туманностей, Ереван, 1954.
49. Амбарцумян В. А., On the Temperatures of the Nuclei of planetary Nebulae, Цирк. ГАО, 1932, № 4, 8—12.
50. Шайн Г. А., О некоторых вопросах в проблеме «Туманности и магнитное поле», 1956, 33, 305—314.
51. Курс астрофизики и звездной астрономии, т. I, под редак. А. А. Михайлова, Москва—Ленинград, 1951.
52. Аллер Л. Х., Астрофизика, т. I, пер. с англ., Москва, 1955.
53. Curtis H. D, The planetary nebulae, Publ Lick obs., 1918, 13, 57—74.
54. Berman L., A spectrophotometric study of certain planetary nebulae, Lick Obs. Bull, 1930, 15, 86—103.
55. Wilson O C., Aller L. H., The structure of the planetary nebulae IC 418, Ap. J., 1951, 114, 421—430.
56. Minkowski R, Aller L. H., The Structure of the Owl nebula, Ap. J. 1954, 120, 261—264
57. Liller W, Aller L. H., Photoelectric spectrophotometry of planetary nebulae, Ap. J, 1954, 120, 48—57.
58 Liller W. The photoelectric photometry of planetary nebulae. Ap. J. 1955, 122, 240—255
59. Aller L. H., Bowen I S., Minkowski R, The spectrum of NGC 7027, Ap. J, 1955, 122, 62—71.
60. Osterbrock D E, Electron densities in the Orion nebula, Ap J. 1955, 122, 235—239
61. Baade W. The Crab nebula. Ap J, 1942, 96, 188—198
62. Minkowski R., The Crab nebula, Ap J, 1942, 96. 199—213
63. Oort J H, Walraven Th, Polarization and composition of the Crab nebula, Bull Astron. Inst. Netherl, 1956, 12, 258—308.
64 Seaton M. J, Electron exitation of forbidden lines occuring in gaseous nebulae, Proc Roy. Soc. (A), 1953, 218, 400—416.
65 Aller L. H., Spectrophotometry of represeutotive planetary nebulae. Ap. J, 1951, 113. 120—125.
66. Wright W H. The wave-lengths of the nebular lines and general observations of the spectra of the gaseous nebulae, Publ. Lick obs.. 1918, 13, 193—268.
67 Page T, Continuous emission in the spectra of planetary nebulae, Ap. J. 1942, 96. 78—100.
68. Minkowski R.. Spectra of planetary nebulae of low surface brightness, Ap J, 1942, 95, 243—247
69. Seares F H., Joyner M. C. Effective wave lengths of standart magnitudes; color temperature and spectral type. Ap. J.. 1943, 98, 302—330.
70. Wilson O. C., A survey of internal motions in the planetary nebulae, Ap. J., 1950, 111, 279—305
71. Wolf M, Der Ringnebel und der Dumblenebel. Sitz. d. Akad. Wiss., Heidelberg. № 1. 1915.
72 Minkowski R, Die Intensitätsverteilung in den Spektrallinien des Orionnebels. Zs. f. Ap. 1934, 9. 202—214
73 Campbell W. W, Moore J. H. The spectrographic velocities of the brightline nebulae. Publ. Lick obs.. 1918, 13, 77—183.
74. Zanstra H, Luminosity of planetary nebulae and stellar temperatures, Publ. Dominion Astrophis. obs. 1931. 4, 209—257

PHOTOELECTRIC PHOTOMETRY OF BRIGHT PLANETARY AND DIFFUSE GASEOUS NEBULAE

N. A. RAZMADZE

(Summary)

The purpose of the paper was an investigation of the planetary nebulae *NGC* 1535, 3242, 6210, 6543, 6572, 6720, 6826, 6853, 7009, 7027, 7662 and of the diffuse gaseous nebulae *NGC* 1976 (Orion) and 6618 (Omega), in order to determine H^+ O^{++} and O^+ concentrations in them and to evaluate the masses of luminous matter.

A 33-cm reflector with a sensitive photoelectric photometer has been mainly used for the observations In one case the photographs of *NGC* 6853 were taken with Maksutov 70-cm menisk telescope.

The photometer represented a combination of an antimony-cesium photoelectric multiplier and a direct current amplifier. The latter has been mounted according to Du Bridge-Brown scheme with an electrometric lamp I Э I П. Fig 8 gives a complete scheme of the photoelectric photometer.

17 *Ao* stars were observed to establish an absolute spectral sensitivity of the observational apparatus (photoelectric photometer and telescope). The multiplier spectral sensitivity in relative units was previously measured in the laboratory.

In estimating the absolute sensitivity, the temperature for *Ao* stars was admitted as equal to 15000°, illuminations by the stars were based on radiometric measurements; star magnitudes were taken from the catalogues *BSD* and *HD*.

Fig. 14, 15 represent the absolute spectral sensitivity of the observational equipment in deflection units/erg/sec.cm² (illumination value). The sensitivity of the instrument is also shown in the case when light filters were used.

A number of faint 7—11 magnitude stars were observed, in order to check the accuracy of measurements The mean quadratic error for one measurement (5 galvanometer deflections) was found to be equal to 1%, i. e. $0^m.011$ for 9^m stars.

The nebulae were being observed during 1954—1955.

In treating the observations, a contribution of terrestrial atmosphere and sky background glow was taken account of Table 17 gives the definite measurement results for 11 planetary nebulae and diffuse gaseous nebula NGC 6618. Measurements for the latter were made in its bright region having 4′42″ diameter.

The Orion nebula was measured in its central region, in the environs of the Trapezium stars the map of which is given in fig. 16. Circles indicate the measured areas. The sizes of the former correspond to the used diaphragm with diameter of 62 angular seconds. Table 18 lists the results for the Orion nebula.

According to the observations, the illuminations by the nebulae in H_β, N_1, N_2 and in some cases in 3727 Å were estimated.

The values for the relative intensities of emission lines and of the continious spectrum of nebulae and in the case of planetary nebulae also of the cental star spectrum intensity, necessary for our calcu-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

[illegible] were taken from [illegible] uniform [illegible] are presented in table [illegible] for planetary nebulae and [illegible] of the Orion nebula.

[illegible] these data and the equations [illegible] and [illegible] concentrations and [illegible] nebulae masses were calculated.

Planetary nebulae distances [illegible] were those [illegible]. The Orion nebula distance is taken as equal to 520 pc and that of NGC 6618—to 1100 pc. [illegible] absorption in [illegible] was taken account.

Table [illegible] the [illegible] and [illegible] concentrations and the masses of [illegible] planetary nebulae.

The giant planetary nebula NGC 6853 was more closely investigated [illegible] concentrations and masses [illegible] for several distances from the [illegible] were estimated. [illegible] data are shown in tables [illegible] and [illegible].

The nebula is characterized by a comparatively low density and a considerable mass [illegible] that the matter distribution in the nebula [illegible] forces of [illegible] magnetic nature.

Table [illegible] the data on the Orion nebula concentrations and masses.

The [illegible] and [illegible] concentrations in the NGC 6618 central region are equal to [illegible] and [illegible]. The hydrogen mass in the brigt region of this nebula [illegible] diameter is approximately 40 solar masses.

A comparison of [illegible] concentrations in planetary nebulae and masses reveals their great variety. The NGC 7027 is characterized by a greatest density while the NGC 6853—by a smallest one.

[illegible] hydrogen concentration in nebulae is associated with a [illegible] of the twice ionized oxygen. The density of a nebula is mainly due to [illegible]. The mass differences of nebulae attain [illegible] value.

The [illegible] of nebulae are correlated with their shapes.

The very dense nebulae are planetoid-sperically shaped. The spherical double-shell nebulae have average densities. The nebulae with low density are spherically-annular.

The density in the central region of the Orion nebula is rather high being of the same order as in the planetary nebulae with average density.

[illegible]

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 23, 1958
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 23, 1958

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕКОТОРЫХ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕМНЫХ ТУМАННОСТЕЙ НА ОСНОВЕ ЗВЕЗДНЫХ ПОДСЧЕТОВ

ДЖ. Ш ХАВТАСИ

Метод звездных подсчетов все еще считается эффективным средством исследования геометрических и некоторых физических характеристик темных туманностей. Этим методом давно исследуются различные области неба и сейчас уже в большей части Млечного Пути проведены подсчеты звезд. На рис 1 представлен галактический пояс с предельными широтами $b=\pm 15°$, на котором обозначены области неба, изученные методом звездных подсчетов. Нумерация областей на карте соответствует нумерации в списке литературы в конце статьи

Область, исследуемая методом звездных подсчетов, обычно делится на определенные площадки, внутри которых видимая плотность звезд одинакова Эти площадки обозначают латинскими буквами A, B, C,... Для каждой площадки подсчеты звезд производятся отдельно и строится функция $A(m)$ На основе анализа кривых Вольфа для каждой площадки определяются величина поглощения света ε и расстояние r до поглощающего свет облака межзвездной материи. С целью уточнения и сравнения полученные результаты сопоставляются с данными поглощения света по цветовым избыткам звезд в этих же площадках

Полученные таким образом значения характеристик темных туманностей—видимая площадь σ, расстояние r и поглощение ε —могут служить нам основой для дальнейшего изучения других характеристик этих объектов. Следует, однако, сделать несколько замечаний относительно этих характеристик

Хорошо известны в литературе те существенные недостатки, которые свойственны методу звездных подсчетов, в результате которых σ, ε и r получаются весьма приближенными Определяя ε, мы можем лишь измерить среднее по всей площадке значение его, так как подсчеты звезд определяются по всей площадке Вследствие аналогичных определений и сглаживаний, присущих самому методу, изучение мелких структурных особенностей туманностей представляется совершенно невозможным

По полученным из звездных подсчетов данным об σ, ε, r определим массу темной туманности Представим себе темную туманность, масса M которой подлежит определению и плотность $\rho(x, y, z)$ которой нам не известна (рис. 2). Выберем координатную систему так, чтобы ось x была параллельна лучу зрения. Тогда проекция туманности

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

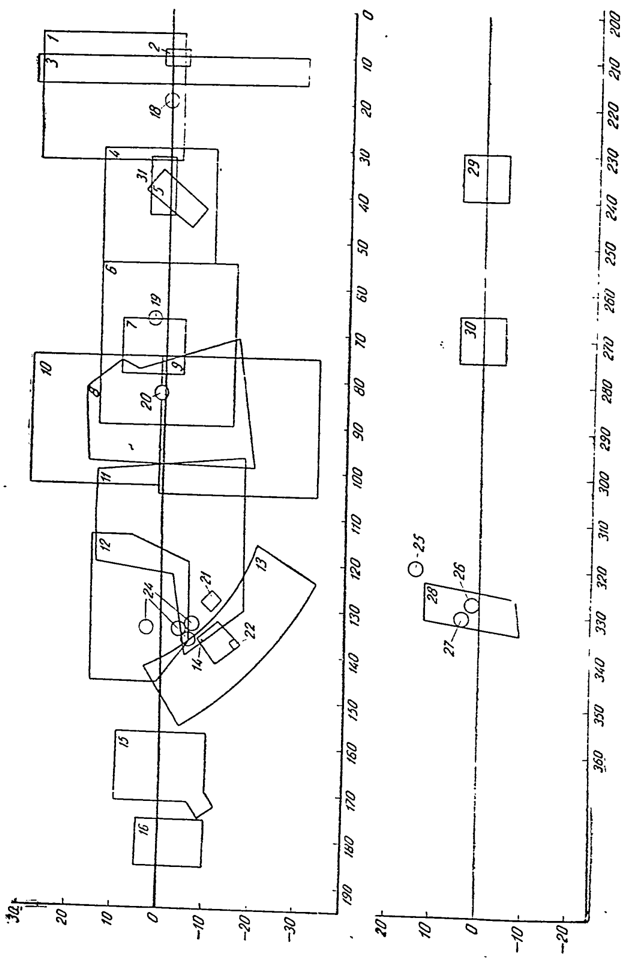


Рис. 1

в картинной или в плоскости y, z есть истинная площадь Σ туманности (на рисунке она заштрихована). Очевидно, что

$$\Sigma = \sigma r^2 \qquad (1)$$

Встроим в темную туманность цилиндр с элементарным основанием ds и осью параллельной оси x. Выделим в этом цилиндре элементарный объем $dxds$, масса которого $dm = \rho(x, y, z)\, dsdx$, а масса цилиндра

$$M_ц = \int_{x_1}^{x_2} \rho(x, y, z)\, dsdx.$$

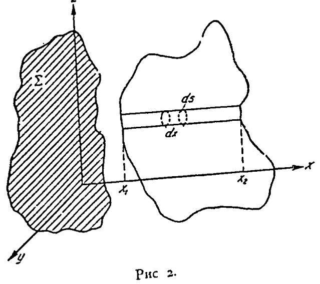


Рис 2.

Известно, что поглощение света пропорционально произведению пути, пройденного лучем, на плотность материи (формула Ресселла), так что произведение $\rho(x, y, z)dx$ можно заменить пропорциональной ему величиной $kd\varepsilon$.

$$\rho(x, y, z)\, dx = kd\varepsilon, \qquad (2)$$

где k—коэффициент пропорциональности, зависящий от физических и оптических свойств частиц межзвездной материи. Тогда

$$M_ц = kds \int_0^{\varepsilon_1} d\varepsilon = k\varepsilon_1\, ds,$$

где ε_1 поглощение света вдоль всего цилиндра. Очевидно, что ε_1 есть функция y, z—$\varepsilon_1(y, z)$.

Полная масса темной туманности определяется по формуле:

$$M = k \iint_{(y, z)} \varepsilon_1(y, z) ds$$

Применяя к последнему интегралу формулу среднего значения

$$\overline{\varepsilon_1(y,z)} = \frac{\iint_{(y, z)} \varepsilon_1(y, z) ds}{\iint_{(y, z)} ds}$$

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

получим

$$M = k\cdot\Sigma\cdot\overline{\varepsilon_1\ (y,\ z)}$$

Величина $\overline{\varepsilon_1(y,\ z)}$ есть именно то, что и обычно дается по звездным подсчетам, т. е. ε—среднее по всей площадке. Величину Σ можно заменить по формуле (1) через σ и r.

Таким образом для массы темной туманности окончательно получим

$$M = k\cdot\sigma\cdot\varepsilon\cdot r^2. \tag{3}$$

Достоинством этой формулы является то, что мы можем вычислить массу темной туманности, не делая никаких предположений относительно пространственной формы туманности, которая обычно нам не известна. Надежность определения массы зависит только лишь от точности определения величин σ, ε, r.

Обозначим протяженность темной туманности по лучу зрения через l. Эту величину в принципе можно определить методом звездных подсчетов, однако, по причине сложности и нечеткости форм кривых Вольфа, величина l определяется крайне неуверенно.

Если бы темная туманность имела сферическую форму, тогда средняя протяженность по лучу зрения l была бы равной средней хорде, т. е.

$$l = \frac{4}{3\sqrt{\pi}}\sqrt{\Sigma}. \tag{4}$$

Но, так как темные туманности имеют разнообразные формы, то считая равенство (4) справедливым для всякой туманности, мы в каждом отдельном случае допускаем ошибку Δl, так что

$$l = \frac{4}{3\sqrt{\pi}}\sqrt{\Sigma} \pm \Delta l. \tag{5}$$

Самые большие значения Δl дадут туманности,—сильно отличающиеся от сферы, т. е. сильно вытянутые. Если туманность вытянута вдоль луча зрения, то тогда ошибка наибольшая и имеет знак плюс (+); если туманность вытянута в картинной плоскости, тогда Δl тоже наибольшая, но со знаком минус (—). Так что величина и знак Δl зависят от степени вытянутости и ориентации туманности в пространстве.

Осредним равенство (5):

$$\overline{l} = \frac{4}{3\sqrt{\pi}}\overline{\sqrt{\Sigma}} + \frac{\sum\limits_1^n \Delta l}{n}.$$

Если число туманностей n достаточно велико, то

$$\frac{\sum\limits_1^n \Delta l}{n} \approx 0 \tag{6'}$$

или

$$\overline{l} = \frac{4}{3\sqrt{\pi}}\overline{\sqrt{\Sigma}}. \tag{6}$$

Можно привести ряд соображений в пользу справедливости допущения (6'). Во всяком случае оно не может дать существенную ошибку.

Формулу Ресселла (2) перепишем так:

$$\varepsilon = \frac{1}{k}\overline{l}\cdot\rho. \tag{7}$$

Так как в равенстве (7) величины l и ρ являются независимыми друг от друга величинами, то

$$\overline{\varepsilon} = \frac{1}{k}\overline{l}\cdot\overline{\rho}$$

или на основе (6)

$$\varepsilon = \frac{4}{3k\sqrt{\pi}}\overline{\sqrt{\Sigma}}\cdot\overline{\rho}.$$

Из этого равенства выгоднее всего определить $\overline{\rho}$, так как по данным звездных подсчетов можно непосредственно вычислить $\overline{\varepsilon}$ и $\overline{\sqrt{\Sigma}}$.

$$\overline{\rho} = \frac{3k\sqrt{\pi}}{4}\,\frac{\overline{\varepsilon}}{\overline{\sqrt{\Sigma}}}. \tag{8}$$

Равенство (8) дает возможность вычислить среднюю плотность темных туманностей, если имеются данные о ε и Σ по звездным подсчетам.

Определим численное значение коэффициента k в формулах (3) и (8). Мы пользовались выше формулой Ресселла, точный вид которой пишется так [33]:

$$\varepsilon = 0.814\, q\,\frac{x\rho}{\tau\cdot\Delta},$$

где ε—поглощение света, x—пройденный лучем путь, ρ—плотность, q—фактор дифракции, τ—радиусы частиц и Δ—удельный вес частиц. В наших обозначениях для коэффициента k получим

$$k = \frac{\tau\cdot\Delta}{0.814\cdot q}. \tag{9}$$

Оценки величин, входящих в равенство (9), нами взяты из [32]:

$$\tau = 10^{-5}cm \qquad \Delta = 5 \qquad q = 2.56 \tag{10}$$

Радиусы частиц межзвездной пыли τ изучались неоднократно и величина 10^{-5} см, как самый распространенный радиус межзвездных частиц, принята многими авторами. Однако, при оценке τ делается определенное допущение относительно химических и физических свойств межзвездных частиц, т. е. относительно Δ. Так что оценки (10) основа-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

ны на определенных, вполне разумных гипотетических предположениях и мы ими будем пользоваться за неимением лучшего.

Можно было для некоторых задач исключить коэффициент K путем определения относительных M и ρ, приняв какую-нибудь известную темную туманность за единицу, или определить K сравнением полученной нами массы туманности с массой той же туманности, определенной другим методом. Однако, все эти сравнения нам представляются ничем не лучшими, чем наши определения, основанные на оценках (10). Дальнейшие уточнения величин τ, Δ и q улучшат результаты о M и $\bar\rho$.

Таким образом, подставляя значения (10) в равенство (9), получим

$$k = 2{,}4\cdot 10^{-5}\ \text{гр/см}^2. \qquad (11)$$

Для практических целей удобно, чтобы масса туманности была выражена в массах Солнца, а расстояние—в парсеках. Тогда в формуле (3) коэффициент пропорциональности изменится и получим

$$M = 6.8\cdot 10^{-5}\cdot\sigma\cdot\varepsilon\cdot r^2\ M_\odot, \qquad (12)$$

где ε выражен в звездных величинах, σ—в квадратных градусах, а расстояние r—в парсеках.

Для средней плотности получим

$$\bar\rho = 10^{-23}\frac{\bar\varepsilon}{\sqrt{\bar\Sigma}}\ \frac{\text{гр}}{\text{см}^3}, \qquad (13)$$

где Σ выражается в квадратных парсеках, ε—в звездных величинах, а плотность $\bar\rho$—в граммах в кубическом сантиметре.

Из нанесенных на рис. 1 областей в основном мы использовали те, в которых звездные подсчеты произведены на больших площадях неба. За последние 20 лет в большинстве случаев звездные подсчеты обрабатываются численным методом Бока [30] и эта однородность также побуждала нас пользоваться последними работами в этой области.

Использованный нами материал полностью охватывает северные и частично южные области Млечного Пути.

Видимая площадь темных туманностей σ встречается от 1 квадратного градуса до 60 квадратных градусов. Средняя площадь равна

$$\bar\sigma = 16\ \text{кв.гр.} \qquad (14)$$

Из этого факта явствует, что методом звездных подсчетов фиксируются только видимо большие темные туманности (большие 1 кв гр), т. е. этим методом невозможно изучить туманности малых размеров (меньше 1 кв. гр.), а такие туманности составляют более 70% всех известных туманностей [31].

Что касается поглощения света ε, то оно изменяется в пределах от $0^m.1$ до $4^m.0$. Среднее поглощение равно

$$\bar\varepsilon = 0^m.97 \qquad (15)$$

Здесь также—аналогичная картина. Среднее поглощение одной темной туманностью исследовалось многими авторами и все результаты

согласуются со значением $\bar\varepsilon = 0^m.25$. Полученное значение (15) в четыре раза превосходит общепринятое $0^m.25$ и, по-видимому, причина этого расхождения лежит в самом методе звездных подсчетов. Фиксируя и изучая лишь большие туманности, естественно, что увеличим и среднее поглощение света одной туманностью $\bar\varepsilon$.

Изучая расположение темных туманностей в пространстве, мы обратили внимание на существование для всех областей Млечного Пути двух слоев темных туманностей. Почти во всех работах, посвященных звездным подсчетам, указывается на наличие невидимых нам поглощающих облаков, расположенных за первым слоем. Первый слой, или ближайшие к нам темные туманности и создают клочковатую структуру Млечного Пути, за которым скрываются межзвездные облака, которые можно выявить методом звездных подсчетов.

Туманности первого слоя удалены от нас в пределах от 30 пс до 500 пс, а туманности второго слоя от 600 пс до 2500 пс.

Мы имели основание считать эти объекты не вполне идентичными и поэтому средние характеристики для этих объектов вычислили отдельно. Значения (14) и (15) относятся к видимым нам темным туманностям.

По формуле (12) мы вычислили массы туманностей и для средней массы получили следующие значения:

для туманности первого слоя $M_1 = 116\ \bar M_\odot$ (16)

для туманности второго слоя $M_2 = 2900\ \bar M_\odot$ (17)

Очевидно, что средняя масса одной темной туманности не должна зависеть от расстояния и поэтому результаты (16) и (17) кажутся непонятными. С другой стороны, значения (16) и (17) слишком преувеличены, так как по многим исследованиям и соображениям средняя масса оценивается в порядок одной солнечной массы. Здесь опять-таки имеет место селекция в сторону больших туманностей, свойственная методу звездных подсчетов.

Естественно возникает вопрос: что из себя представляют объекты, выявленные и изученные методом звездных подсчетов? Кажется наиболее естественным считать, что эти объекты являются или большими темными туманностями или группами, скоплениями темных туманностей, расположенных в пространстве в соседстве друг с другом.

Из всего вышесказанного можно заключить, что метод звездных подсчетов не является эффективным для изучения отдельных темных туманностей малых размеров, он может выявить или большие туманности или группы темных туманностей. Этот метод дает сглаженные результаты и эффективен при изучении общей структуры системы темных туманностей и Галактики в окрестностях Солнца.

По формуле (13) мы вычислили среднюю плотность темных туманностей, которая не должна быть искажена вследствие недостатков метода звездных подсчетов. Результат таков:

$$\rho = 2\cdot 10^{-24}\ \text{гр/см}^3$$

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Как мы уже указали выше, метод звездных подсчетов дает удовлетворительные результаты относительно общей структуры системы темных туманностей. Имея данные о координатах l, b, r и массах M, туманностей, изученных подсчетами звезд для большей части галактического пояса (исключая южные области), мы составили рисунок 3, который представляет плоскость Галактики с нанесением темных туманностей в виде темных кружков, диаметры которых пропорциональны массам M. Галактическая широта b не принята во внимание. Масштаб рисунка 1 см=229 пс.

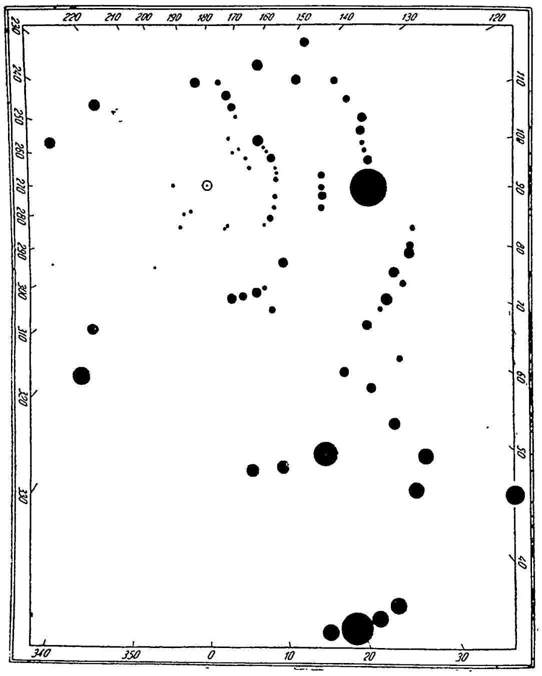


Рис. 3

Как видно из рисунка, туманности расположены в пространстве довольно равномерно. Следует только подчеркнуть, что в направлениях на созвездия Лебедя и Лисички ($l=30°$ до $l=60°$) встречаются туманности, удаленные до 2500 пс., тогда как таких удаленных туманностей в дру-

гих направлениях нет. Этот факт можно не считать случайным, так как это направление ($l=60°$) является перпендикулярным направлению на центр Галактики, т. е. примерно совпадает с направлением спиралей Галактики.

В заключение отметим, что эта карта несколько неточна из-за ошибок в определении расстояний r.

Сентябрь 1957 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Calvert R. L. An analysis of galactic structure in the direction of Aquila,
Aph J, 1951, **114**, 123
2. Weaver H F. Color excess, total photographic absorp..on and the distance of
the dark cloud in the Aquila region of the Milky Way. Aph J, 1949, **110**, 190.
3. Baker R. H.. Analysis of a transverse section of the Milky Way in Aquila,
Aph J. 1941. **94**, 493
4. Miller F D., Galactic structure of Milky Way from Aquila to Cygnus, Proc.
Nat. Ac Sc., 1937, **23**, 405
5. Балановский И. А. Газе В. Ф., Облака поглощающей материи в Лебеде, Изв.
Пулк. Обс 1935, **14**, № 2 (119), 1.
6. Risley A M.. The Milky Way in Cepheus. Aph J, 1943, **97**, 277
7. Wernberg G, A spectrophotometric investigation on stars in bright and
dark region in Cepheus, Uppsala Obs. Ann.. 1941, **1**, № 4.
8. Baker R. H. Investigation of galactic structure IV. The Milky Way in Cassio-
peia. Harv Circ., 1939, № 424, **1**.
9. Baker R. H. Nantkes E. Analysis of the Milky Way in Cassiopeia, Aph J,
1944, **99**, 125
10. Nantkes E, Baker R. H, Analysis of the Milky Way in Northern Cassio-
peia and Cepheus, Aph J, 1948 **107**, 113.
11. Heeschen D S, An analysis of the Milky Way in Perseus, Aph J, 1951,
114, 132
12. Kiefer L., Baker R. H, Analysis of the Milky Way in Auriga, Aph J,
1941, **94**, 482
13. Mc Cuskey S W. The dark nebula in Taurus, Aph J, 1941, **94**, 468.
14. Klüber H, Sternabzählungen im Dunkelnebel des Taurus, Zf Aph, 1933, **6**, 259.
15. Лавдовский В. В., Исследование темных тумманностей в созвездиях Близнецов
и Ориона по звёздным подсчётам. Изв. Пулк Обс., 1941, **16**, (4) № 133.
16 Bok B J.. The Milky Way in Monoceros, Aph J, 1945, **101**, 280.
17. Adolfsson T A spectrophotometric investigation into bright and dark regi-
on in Taurus. II The distribution of obscuring material, Arkiv f Astr, 1955, **1**,
№ 34, 495
18 Шайн П Ф.. Избирательное поглощение в области раздвоения Млечного Пути
около Орла, Пулк. Цирк, 1937, № 22—23. 13.
19. Berg M., Dark nebula in Cepheus, Изв. ГАО, 1936, **15**, № 125.
20. Стоянова К. Т., Тёмная туманность в Кассиопее, Изв. Гл. астрон. обс., 1939,
16, 3, № 132
21. Леман-Балановская И. Н., Исследование темной туманности около ζ Perseus,
Изв Пулк. Обс.. 1935, **14**, 1, № 118
22. Klüber H., Ergänzend Sternabzählungen im Dunkelnebel des Taurus, Zf Aph,
1937, **13**, 3, 174
23 Шайн П. Ф., On the dark nebula in Perseus and Taurus, Pulkovo Circular,
1934. № 11.
24. Harstwing G, Untersuchungen über die Auriga Dunkelwolke, Zf Aph, 1939,
17, 3/5, 191.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

25. Müller R., Dunkelnebel um ρ Ophiuchi, Zf Aph, 1931, **3**, 369.
26. Müller R., Ueber den Dunkelnebel bei ϑ Ophiuchi Z Aph, 1931, **3**, 261.
27. Müller R., Ueber den Dunkelnebel bei ζ Ophiuchi, Z Aph, 1932, **4**, 365.
28. Wallenquist A. A., A study of the distribution of the stars in the Sagittarius and Ophiuchus region of the Milky Way, Ann. Bosscha Sterrenw. Lembang (Java), 1939. **5**, № 5.
29. Wolf M., Ueber den dunklen Nebel NGC 6960, Astr, Nachr, 1923, **219**, 109.
30. Bok B. J., The distribution of the stars in space, 1937, Chicago.
31. Хавтаси Д. Ш., К статистическому изучению темных туманностей. Бюлл. Абаст. астрофиз. обс., 1955, **18**, 29.
32. Паренаго П. П, Курс звездной астрономии, 2е издание 1954, Москва.

DETERMINATION OF SOME STATISTICAL CHARACTERISTICS OF DARK NEBULAE BASING ON THE STAR COUNTS

J. SH. KHAVTASSI

(Summary)

The results of investigations of the Milky Way regions made by the method of star counts are gathered.

The average density and the individual dark nebulae masses are determined.

A map of spatial distribution of the dark nebulae in the plane of the Galaxy is made.

September, 1957.

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 23, 1958
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 23, 1958

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ОБЩЕГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА ЗВЕЗД

Г. Д. КВИРКВЕЛИЯ

Как известно, существуют различные методы исследования космического поглощения света в Галактике, одним из них является метод подсчетов звезд. Он относится к группе относительных методов исследования, так как степень «прозрачности» выбранной площадки в качестве поля сравнения целиком сказывается на полученные результаты.

Согласно Ш. Т. Хабибуллину [1], теорема Зеелигера, утверждающая невозможность вычислить истинную плотность распределения звезд без знания закона поглощения света, на основе лишь подсчетов числа звезд, остается в силе и для одновременных подсчетов звезд в двух разных лучах спектра.

Д. Я. Мартынов [2], соглашаясь с этим, показывает, однако, что принимая для выражения поглощения некоторую известную функцию $A(r)$, можно из подсчетов звезд в двух лучах определить поглощение света, а, затем,—и истинную плотность распределения звезд.

В настоящей статье мы попытаемся определить общее поглощение света из подсчетов звезд только в одних лучах без вспомогательной «прозрачной» площадки, основываясь однако, на некоторых допущениях о функциях поглощения и плотности.

Мы исходим из хорошо известной зависимости между видимой и истинной плотностью звезд [3]

$$D_1(r')=D(r)e^{-3cA(r)}\frac{1}{1+crA'(r)}, \qquad (1)$$

где $D_1(r')$ видимая, вернее «приведенная плотность» звезд, $D(r)$—истинная плотность, r и r'—истинное и видимое расстояния, $A(r)$—функция поглощения и c постоянное, равное $\frac{1}{5\,mod}=0.4605$.

Допускаем, что истинная плотность звезд выражается функцией

$$D(r)=D(o)\,e^{-rx-\frac{Ro-r\cos b\cos L}{c}}, \qquad (2)$$

где $R_0=R+\rho\cos L$ (приближенно, ограничиваясь первой степенью $\frac{\rho}{R_0}$) есть расстояние от Солнца до центра Галактики, $\rho=r\cos b$; $x=\frac{\sin b}{\beta}$ [4].

Функция поглощения, согласно П. П Паренаго [5], имеет вид:

$$A(r)=\frac{a_0}{x}(1-e^{-rx}).$$

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Как легко видеть,

$$A(o)=O;\ A'(o)=+a_0;\ A''(o)=-a_0x;\ A'''(o)=+a_0x^3;\ A^{IV}(o)=-a_0x^3. \quad (3)$$

Введем обозначения:

$$D_1(r)'=F(r),\ \text{где} \quad (4)$$

$$r'=re^{cA(r)};\ F(r)=f_1(r)\,f_2(r)\,f_3(r);\ f_1(r)=D(r);\ f_2(r)=e^{-3cA(r)};$$

$$f_3(r)=\frac{1}{1+crA'(r)}.$$

Разлагая обе стороны выражения (4) в ряд по степеням r' и приравнивая коэффициенты перед одинаковыми степенями друг к другу, получим:

$$\frac{dD_1(r')}{dr'}\Big|_0=\frac{dF(r)}{dr}\Big|_0;\quad \frac{d^2D_1(r')}{dr'^2}\Big|_0=\frac{d^2F(r)}{dr'^2}\Big|_0;\quad \frac{d^3D_1(r')}{dr'^3}\Big|_0=\frac{d^3F(r)}{dr'^3}\Big|_0;$$

Здесь левые стороны суть производные от видимых плотностей звезд, которые можно получить из подсчетов звезд. Правые части можно представить следующим образом:

$$\frac{dF(r)}{dr'}=\frac{dF(r)}{dr}\cdot\frac{dr}{dr'};\quad \frac{d^2F(r)}{dr'^2}=\frac{d^2F(r)}{dr^2}\left(\frac{dr}{dr'}\right)^2+\frac{dF(r)}{dr}\,\frac{d^2r}{dr'^2};$$

$$\frac{d^3F(r)}{dr'^3}=\frac{d^3F(r)}{dr^3}\left(\frac{dr}{dr'}\right)^3+3\,\frac{d^2F(r)}{dr^2}\,\frac{d^2r}{dr'^2}\,\frac{dr}{dr'}+\frac{dF(r)}{dr}\,\frac{d^3r}{dr^{13}} \quad (5)$$

Следовательно, нужно найти значения:

$$\frac{dF(r)}{dr};\ \frac{d^2F(r)}{dr^2};\ \frac{d^3F(r)}{dr^3};\ \frac{dr}{dr'};\ \frac{d^2r}{dr'^2};\ \frac{d^3r}{dr'^3}.$$

Согласно нашим обозначениям,

$$F(r)=f_1(r)\cdot f_2(r)\cdot f_3(r) \quad (6)$$

$f_1(r)=D(r)$, следовательно: $f_1(o)=D(o)$, $f_1'(o)=D'(o)$; $f_1''(o)=D''(o)$; $f_1'''(o)=D'''(o)$; $f_2(r)=e^{-3cA(r)}$

$f_2(o)=1$; $f'_2(o)=-3ca_0$; $f''_2(o)=2ca_0x+9c^2a_0^2$;

$f'''_2(o)=-3ca_0x^2-27c^2a_0x-27c^3a_0^3$; $f_3(r)=\dfrac{1}{1+cr\,A'(r)}$, в связи с чем,

принимая во внимание (3), получим:

$f_3(o)=1$; $f'_3(o)=-ca_0$; $f''_3(o)=2ca_0x+2c^2a_0^2$,

$f_3'''(o)=-3ca_0x^2-12ca_0x-6c^3a_0^3$.

Подставляя полученное в (6), находим:

$F(o)=D(o)$

$F'(o)=-4ca_0D(o)+D'(o)$

$F''(o)=5ca_0D(o)+17c^2a_0^2D(o)-8ca_0D'(o)+D''(o)$;

$F'''(o)=-6ca_0x^2D(o)-66c^2a_0D(o)-78c^3a_0^3D(o)+15ca_0xD'(o)+$
$+ca_0D'(o)-12ca_0D''(o)+D'''(o)$.

Как видим, в эти формулы входят истинные плотности и их производные при $r=0$. Как было указано выше, истинную плотность можно выразить функцией:

$$D(r,\ l)=D(o)e^{-rx-\frac{Ro-r\cos b\cos L}{a}}.$$

Отсюда:

$$\left.\begin{aligned} D(o,l)&=D(o)\,e^{-\frac{Ro}{a}}\\ D'(o,l)&=D(o)\,e^{-\frac{Ro}{a}}y\\ D''(o,l)&=D(o)e^{-\frac{Ro}{a}}y^2\\ D'''(o,l)&=D(o)e^{-\frac{Ro}{a}}y^3 \end{aligned}\right\}(A)$$

где

$$y=-x-\frac{c\cos b\cos l}{\alpha}.$$

Так как $r'=re^{cA(r)}$, поэтому

$$\frac{dr}{dr'}\Big|_0=1;\ \frac{d^2r}{dr'^2}\Big|_0=-2ca_0;\ \frac{d^3r}{dr'^3}\Big|_0=3ca_0x+9c^3a_0^2;$$

Подстановка этих выражений в (5) дает.

$$D_1(r')\,|_0=D(o,\ l)$$

$$\frac{dD_1(r')}{dr'}\Big|_0=D'(o,l)-4ca_0\,D(o,l)$$

$$\frac{d^2D_1(r')}{dr'^2}\Big|_0=D''(o,l)-10\,ca_0D'(o,l)+25c^2a_0D(o.\,l)+5ca_0xD\,(o,l)$$

$$\frac{d^3D_1(r')}{dr'^3}\Big|_0=D'''(o,l)-18ca_0D''(o,l)+108c^2a_0^3D'(o.\,l)-216c^3a_0^3Do,\,l)-$$
$$-108\,c^2a_0^2x\,D(o,l)-6ca_0x^2D(o,l).$$

Внесем вместо $D(o,l)$, $D'(o,l)$, $D''(o,l)$, $D'''(o,l)$ их значения из (A) и обозначим

$$D(o)e^{-\frac{Ro}{a}}=b;\quad \frac{dD_1(r')}{dr'}\Big|_0=b_1;\quad \frac{d^2D_1(r')}{dr'^2}\Big|_0=b_2;\quad \frac{d^3D_1(r')}{dr'^3}=b_3;$$

$$\frac{b_1}{b}=d_1;\quad \frac{b_2}{b}=d_2;\quad \frac{b_3}{b}=d_3.$$

Принимая во внимание, что c=0.4605, окончательно получим:

$$(7)\begin{cases} y-1.8442\,a_0=d_1\\ y^2-4.605\,a_0y+5.3025\,a_0^2+2.3025\,a_0x=d_2,\\ y^3-8.289\,a_0y^2+22.9068\,a_0^2y+8.289\,a_0xy-21.0816\,a_0^3-22.9068\,a_0^2x-\\ \quad -2.763\,a_0x=d_3, \end{cases}$$

где d_1, d_2, d_3 находятся решением интегрального уравнения звездной статистики. После подстановки найденных значений d_1, d_2, d_3, система (7) делает возможным определение общего поглощения света.

Для нахождения величин d_1, d_2 и d_3 нужно произвести подсчеты звезд. Мы произвели подсчеты по Бергедорфскому спектральному каталогу [6, 7] и воспользовались подсчетами Ван-Райна [8].

Способы решения численным методом интегрального уравнения звездной статистики разработаны Сирсом (1931 — 1932 гг.), Боком (1932 г.) и Бриллем (1935—1937 гг.). Мы используем здесь метод Брилля [9], краткое содержание которого изложено в статье Ш. Т. Хабибуллина [10].

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

[illegible] по следующей схеме.

[illegible] Ван-Райна [6] подсчеты [illegible] квадратный градус [illegible] значение $L(m)$

[illegible]

[illegible] градусе в пределах [illegible]

[illegible] значений [illegible] мы определяли [illegible] где m_0 фиксированная [illegible] равна 4, а n—переменная [illegible]

[illegible] дифференцирования найдены [illegible]

[illegible] таблицу № 3 данную в работе [illegible]

[illegible] дает для каждой [illegible] таблица II).

[illegible] видимой плотности звезд, мы пользовались фор[illegible]

[illegible]

[illegible] работе Амбарцумяна [10] [illegible]

[illegible] таблица II), [illegible] После этого мы строили график, откладывая [illegible] соответствующие [illegible] точки проведена плавная кривая [illegible] таблица III)

[illegible] дифференцирования [illegible] мы получили [illegible] таблица [illegible] что [illegible]

[illegible] система уравнений [illegible] таблица [illegible].

[illegible]

[illegible]

Таблица I (ПК8)

m	lg B (m)	Δy	$\Delta^2 y$	$\Delta^3 y$	$\Delta^4 y$	$\Delta^5 y$	a Δy	b $-\frac{1}{2}\Delta^2 y$	c $\frac{1}{3}\Delta^3 y$	d $-\frac{1}{4}\Delta^4$	e $\frac{1}{5}\Delta^5 y$	$\frac{a+b+c+d+e}{0.5}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
4.25	2.31	+0.60	−0.31	+0.20	+0.12	−0.08	+0.60	+0.155	+0.066	+0.030	−0.016	+1.67
4.75	1.71	0.29	0.11	0.08	0.20	+0.88	0.29	0.055	0.026	0.050	+0.176	3.19
5.25	1.42	0.18	0.03	−0.12	0.68	−1.81	0.18	0.015	−0.040	−0.170	−0.382	−0.75
5.75	1.24	0.15	0.15	+0.56	−1.13	+1.88	0.15	0.075	+0.186	+0.280	+0.376	+1.63
6.25	1.09	0.00	0.41	−0.57	+0.75	−0.97	0.00	−0.205	−0.190	−0.270	−0.180	−2.05
6.75	1.09	0.41	−0.16	+0.18	−0.22	+0.30	0.41	0.080	+0.006	+0.055	+0.060	+1.33
7.25	0.68	0.25	+0.02	−0.04	+0.08	−0.17	0.25	−0.010	−0.013	−0.020	−0.034	0.00
7.75	0.43	0.27	−0.02	+0.04	−0.09	+0.18	0.27	+0.010	+0.013	+0.020	+0.036	0.70
8.25	0.16	0.25	0.02	−0.05	+0.09	−0.22	0.25	−0.010	−0.016	−0.020	−0.044	−0.12
8.75	+0.08	0.27	−0.03	+0.04	−1.13	+0.28	0.27	+0.015	+0.013	+0.030	+0.056	+0.77
9.25	0.36	0.24	+0.01	−0.09	+0.16	−0.20	0.24	−0.005	−0.030	−0.040	−0.040	0.25
9.75	0.60	0.25	−0.08	+0.07	−0.04	0.00	0.25	+0.040	+0.028	+0.010	0.000	0.65
10.25	0.85	0.17	0.01	0.03	0.04	0.02	0.17	0.005	0.010	0.010	0.004	0.39
10.75	1.02	0.16	+0.02	−0.01	0.02	0.08	0.16	−0.010	−0.003	−0.005	0.016	0.32
11.25	1.18	0.18	0.01	0.03	+0.06	−0.08	0.18	0.005	−0.010	−0.015	−0.016	0.27
11.75	1.36	0.19	−0.02	+0.03	−0.02	0.03	0.19	+0.010	+0.010	+0.005	0.006	0.00
12.25	1.55	0.17	+0.01	0.01	0.05	+0.11	0.17	−0.005	0.003	0.012	+0.024	0.41
12.75	1.72	0.18	0.02	−0.04	+0.06	−0.10	0.18	−0.010	−0.013	−0.015	−0.050	−0.02
13.25	1.80	0.20	−0.02	+0.02	−0.04	+0.07	0.20	+0.110	+0.006	+0.010	+0.014	+0.50
13.75	2.10	0.18	0.00	−0.02	+0.03	−0.03	0.18	0.000	−0.006	−0.007	−0.006	0.32
14.25	2.28	0.18	−0.02	+0.01	0.00	0.03	0.18	+0.010	+0.003	0.001	0.006	0.35
14.75	2.46	0.16	0.01	0.01	−0.03	+0.06	0.16	0.005	0.003	+0.007	+0.012	0.37
15.25	2.62	0.15	0.00	−0.02	+0.03	−0.03	0.15	0.000	−0.006	−0.007	−0.006	0.26
15.75	2.77	0.15	−0.02	+0.01	0.00	0.01	0.15	0.000	+0.001	0.000	+0.002	0.27
16.25	2.92	0.13	0.01	0.01	0.01							
16.75	3.05	0.12	0.00	0.02								
17.25	3.16	0.12	+0.02									
17.75	3.28	0.14										
18.25	3.42											

Таблица II (ПК8)

m	$\frac{d}{dn}$ B (4+n)	β_n	b_n	M_n^p	$4+n-M_n^p$	$0.2(4+n-M_n^p)+1$	r'	0.6 n	$-0.6n-1.625$	$\lg B_{(4+n)}-0.6n-1.625$	$\lg D_1(r')$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
7.25	+0.00	−0.60	−3.00	+3.23	4.03	1.806	64.0	−1.950	−3.575	−4.255	$\bar{5}$,745
7.75	0.70	+0.10	+0.50	−3.08	10.83	3.166	—	2.250	3.875	4.305	,695
8.25	−0.12	−0.72	−1.50	+0.11	8.14	2.628	425.0	2.550	4.175	4.335	,665
8.75	+0.77	+0.17	+0.85	—	—	—	—	2.850	4.475	4.385	,615
9.25	+0.25	−0.35	−1.75	0.55	8.70	2.740	550.0	3.150	4.775	4.415	,585
9.75	0.65	+0.05	+0.25	−2.67	12.42	3.484	3050.0	3.450	5.075	4.485	,525
10.25	0.39	−0.21	−1.05	0.72	11.02	3.204	1602.0	3.750	5.375	4.525	,475
10.75	0.32	0.28	1.40	0.07	10.82	3.164	1461.0	4.050	5.675	4.655	,345
11.25	0.27	0.33	1.65	0.35	11.60	3.320	2090.0	4.350	5.975	4.795	,205
11.75	0.00	0.60	3.00	+3.23	14.98	3.996	9925.0	4.650	6.275	4.915	,185
12.25	0.41	0.19	0.95	−0.86	13.01	3.602	4000.0	4.950	6.575	5.025	$\bar{6}$,975
12.75	−0.02	0.62	1.30	0.24	12.99	3.598	39700.0	5.250	6.875	5.125	,845
13.25	+0.50	0.10	0.50	1.66	14.91	3.982	9600.0	5.550	7.175	5.275	,725
13.75	0.32	0.28	1.40	0.07	13.83	3.766	5840.0	5.850	7.485	5.375	,625
14.25	0.35	0.25	1.25	0.33	14.58	3.916	8250.0	6.150	7.775	5.495	,505
14.75	0.37	0.23	1.15	0.51	15.26	4.052	11280.0	6.450	8.075	5.615	,385
15.25	0.26	0.34	1.70	+0.46	14.79	3.958	9090.0	6.750	8.375	5.755	,245
15.75	0.27	0.33	1.65	0.35	15.20	4.040	10970.0	7.050	8.675	5.905	,095

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Таблица III (ПК8)

$\lg r'$ усредн.	r'	$D_1(r')\cdot 10^{-7}$	r'	$D_1(r')\cdot 10^{-7}$	Δy	$\Delta^2 y$	$\Delta^3 y$	$\Delta^4 y$	$\Delta^5 y$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
2.065	116.2	556	000	610.0	−56.0	+14.0	−4.0	+ 2.0	− 7.0
2.365	232.0	496	100	554.0	42.0	10.0	2.0	− 5.0	+16.0
2.590	389.0	463	200	512.0	32.0	8.0	7.0	+11.0	−19.0
2.780	603.0	413	300	480.0	24.0	1.0	+4.0	− 8.0	+10.0
2.950	900.0	385	400	456.0	23.0	5.0	−4.0	+ 2.0	− 1.0
3.110	1290.0	335	500	432.0	18.0	1.0	2.0	1.0	+ 5.0
3.250	1780.0	299	600	414.0	16.0	3.0	1.0	6.0	2.0
3 370	2350.0	221	700	398.0	13.0	− 2.0	+5.0	8.0	− 4.0
3 510	3240.0	160	800	385.0	15.0	+ 3.0	−3.0	4.0	
3.620	4170.0	150	900	370.0	12.0	0.0	+1.0		
3.710	5130.0	94 5	1000	358.0	12,0	1.0			
3.785	6100.0	70.0	1100	346.0	11.0				
3.834	6830.0	53.0	1200	335.0					
3.914	8210.0	42.2							
3.960	9130.0	32.0							
4.000	10000.0	24 3							
4.025	10600.0	17.6							
4.054	11340.0	12.4							

Таблица IV (ПК8)

$D^1(O)$	$\Delta^1 Yo$	$\Delta^2 Yo$	$\Delta^3 Yo$	$\Delta^4 Yo$	$\Delta^5 Yo$		
610.10^{-7}	−56.0	+ 14.0	− 4.0	+ 2.0	− 7.0		
	a Δy_0 − 56.0	b $-\frac{1}{2}\Delta^2 y_0$ −7.0	c $+\frac{1}{3}\Delta^3 y_0$ −1 33	d $-\frac{1}{4}\Delta^4 y_0$ −0.5	e $+\frac{1}{5}\Delta^5 y_0$ −1.4	a+b+c+d+e $-66.23\cdot 10^{-7}$	$\frac{a+b+c+d+e}{100}=\frac{dD_1(r')}{dr'}\Big\vert_0$ $-6623\ 10^{-11}$
		a $\Delta^2 y_0$ + 14 0	b $-\Delta^3 y_0$ +4.0	c $+\frac{11}{12}\Delta^4 y_0$ + 1 83	d $-\frac{5}{6}\Delta^5 y_0$ + 5.83	a+b+c+d $+25{,}66\cdot 10^{-7}$	$\frac{a+b+c+d}{100^2}=\frac{d^2D_1(r')}{dr'^2}\Big\vert_0$ $+ 2566\cdot 10^{-13}$
			a $\Delta^3 y_0$ − 4.0	b $-\frac{3}{2}\Delta^4 y_0$ − 3.0	c $+\frac{7}{4}\Delta^5 y_0$ − 12.25	a+b+c $-19.25\cdot 10^{-7}$	$\frac{a+b+c}{100^3}=\frac{d^3D_1(r')}{dr'^3}\Big\vert_0$ $- 1925\cdot 10^{-15}$

Таблица V

ПК	$D_1(O)$	$\frac{dD_1(r')}{dr'}\Big\vert_0$	$\frac{d^2D_1(r')}{dr'^2}\Big\vert_0$	$\frac{d^3D_1(r')}{dr'^3}\Big\vert_0$	d_1	d_2	d_3
8	$610\cdot 10^{-7}$	$-6623\cdot 10^{-11}$	$+2566\cdot 10^{-13}$	$-1925\cdot 10^{-15}$	$10.83\cdot 10^{-3}$	$+4206\cdot 10^{-9}$	$-3156\cdot 10^{-11}$
9	$162\cdot 10^{-6}$	$-496\cdot 10^{-10}$	$+4\cdot 10^{-6}$	$-125\cdot 10^{-14}$	$-3.062\cdot 10^{-3}$	$+0.0247$	$-7716\cdot 10^{-12}$
19	$358\cdot 10^{-6}$	$-423\cdot 10^{-9}$	$+93\cdot 10^{-11}$	$+10\cdot 10^{-11}$	$-1.182\cdot 10^{-3}$	$+2598\cdot 10^{-9}$	$+279\cdot 10^{-9}$
24	$916\cdot 10^{-6}$	$-314\cdot 10^{-8}$	$+39\cdot 10^{-10}$	$+636\cdot 10^{-12}$	$-0.345\cdot 10^{-2}$	$+426\cdot 10^{-8}$	$+694\cdot 10^{-9}$
40	$14\cdot 10^{-4}$	$-26.86\cdot 10^{-6}$	$+41.75\cdot 10^{-8}$	$-4703\cdot 10^{-12}$	$0.1919\cdot 10^{-1}$	$+0\ 00298$	$-335{,}9\cdot 10^{-8}$

Таблица VI

ПК	b	l	100пс Ao	100пс Ax	200пс Ao	200пс Ax	300пс Ao	300пс Ax	500пс Ao	500пс Ax	700пс Ao	700пс Ax	1000 пс Ao	1000 пс Ax
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
8	−2°	92°	0ᵐ17	0ᵐ52	1ᵐ09	1ᵐ20	1ᵐ62	1ᵐ51	2ᵐ56	1ᵐ92	3ᵐ43	2ᵐ50	4ᵐ61	2ᵐ50
9	+3	106	1 40	1. 30	1. 86	1. 72	3 00	2. 29	3. 43	2. 44	3. 69	2. 60	3. 99	2. 60
19	−1	81	0. 50	0. 42	0. 71	0. 78	1. 28	0. 94	1. 82	1. 30	2. 21	1. 82	2. 58	2. 34
24	0	128	0. 19	1. 04	0. 38	1. 30	0. 57	1. 46	0. 95	1. 77	1. 33	2. 18	1. 90	2. 86
40	0	53	1. 02	0. 47	2. 04	0. 57	3 06	0. 68	5. 10	1. 51	7. 14	1. 66	10. 16	2. 44

а затем и a_0. Подставив значения этих величин в формулу П. П. Паренаго, мы определили общее поглощение света во взятых для рассмотрения Площадках Каптейна.

Полученные результаты мы приводим в виде таблицы VI, где ПК обозначает Площадки Каптейна, b, l—галактические координаты центров соответствующих Площадок; A_0—общее поглощение, причем его значения даны для расстояний 100, 200, 300, 500, 700 и 1000 парсеков, A—общее фотографическое поглощение, взятое из работы Е. К. Харадзе [11] для тех же расстояний.

Сравнение величин поглощения полученных нами по подсчетам звезд, с вычисленными по методу цветовых избытков (таблица VI) обнаруживает систематическое расхождение между ними. Причину этого расхождения следует искать в следующих обстоятельствах.

С одной стороны, причиной может служить неточность определения общего поглощения по подсчетам звезд, так как наши подсчеты звезд нельзя считать безупречными, не говоря о том, что метод численного дифференцирования не дает уверенных значений $D_1(r')$ и их производных на больших расстояниях.

С другой стороны, указанные расхождения обусловливаются неточностью определения общего поглощения по цветовым избыткам звезд, возникающей применением множителя γ, численное значение которого берется приближенно и в среднем, между тем, как следует брать переменные значения в зависимости от величины избытка цвета, как это показал А. Ф. Торонджадзе [12, 13].

Во всяком случае, разность в величинах общего поглощения полученных двумя различными способами (непосредственно и через посредство избытков цвета и переводного множителя) не может служить основой для вывода величины нейтрального поглощения, как это иной раз делается, без подробного рассмотрения всех обстоятельств, связанных с данной задачей.

Автор благодарен А. Ф. Торонджадзе за замечания по поводу нейтрального поглощения и советы, данные при выполнении настоящей работы.

Август, 1957 г.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

ЛИТЕРАТУРА

1. Хабибуллин Ш. Т., Астрон. Ж., **26**, № 4, 1949.
2. Мартынов Д. Я., Астрон. Ж. **26**, № 4, 1949.
3. Паренаго П. П. Курс звездной астрономии, Москва, 1947
4. Шаров А. С. Астрон. Ж. **29**, 1, 1952.
5. Паренаго П. П. Астрон. Ж, **22**, № 3, 1945.
6. Schwassman A, Rhijn P. J. van. Spektral-Duchmusterung der 15 nördlichen Kapteynschen Eichfelder, T. I. (Eichfeld I bis 19), Bergedorf, 1935.
7. Schwassman A., Rhijn P. J, P II (Eichfeld 20 bis 43) Bergedorf, 1938
8. Van Rhijn., Groningen Publ. No, 47, 1936.
9. Brill A. Abhandlungen der Pruss. Akad. Wiss., Phys.—Math., No, 2, 1937.
10. Хабибуллин Ш. Т., Астрон. Ж. **26**, № 5, 1949.
11. Харадзе Е. К., Бюлл. Абаст. астрофиз. обс., 12, 1952.
12. Торонджадзе А. Ф., Астрон. Цирк. № 167, 1956
13. Торонджадзе А. Ф., Исследование зависимости от избытка цвета множителя, переводящего избирательное поглощение в полное. I, Астрон. ж. **35**, № 1. 1958.

ON THE DETERMINATION OF TOTAL ABSORPTION OF LIGHT IN SPACE

G. D. KVIRKVELIA

(Summary)

On an assumption of the absorption function as known, formulae are derived for determination of total absorption from the star counts.

The total light absorption in five Kapteyn Areas (Nos 8, 9, 19, 20 and 40) was practically derived on the base of formulae obtained.

August, 1957

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 23, 1958
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 23, 1958

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЭЛЕМЕНТОВ ЭЛЛИПСОИДА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗВЕЗДНЫХ СКОРОСТЕЙ ПО V_r И V_t КОМПОНЕНТАМ

М. Г. КОЛХИДАШВИЛИ

Изучение эллипсоида распределения звездных скоростей, в частности,—определение направлений и величин его полуосей достигается анализом пространственных скоростей звезд, если имеются данные о лучевых скоростях, параллаксах и собственных движениях. Ниже мы покажем, что применением v_r и v_t элементы эллипсоида скоростей K и H определяются проще. Имея вычисленные K и H, при необходимости определения направления осей, можно решать эту задачу обычными путями, оперируя уже с меньшим количеством неизвестных.

Разработка способа вычисления K и H непосредственно по данным v_r и v_t представляет тем больший интерес, что при определении поправки к каталожному среднему значению параллаксов, бывает достаточным знание лишь только числового значения K и H или $\frac{K}{H}$ (как это имеет место, например, в работе [1]).

В данной статье мы определяем K и H при помощи лучевых скоростей. Эти же элементы могут быть определены применением одних только v_t. В статье мы даем формулы, определяющие дисперсии скоростей в трех направлениях.

Для определения K и H мы исходим из приведенного в [2] выражения средней лучевой пекулярной скорости на расстоянии χ от вертекса для малой площади неба. Это выражение, кстати сказать, использованное нами в [1], имеет вид:

$$\bar{v}_r = \left(\frac{\cos^2\chi}{\pi K^2} + \frac{\sin^2\chi}{\pi H^2}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (1)$$

Преобразуя [1] и суммируя по χ, допуская при этом одинаковое распределение скоростей во всех направлениях и равномерное распределение звезд на небе, мы получаем среднюю лучевую скорость для всей сферы:

$$\bar{v}_r = \frac{1}{2H\sqrt{\pi}}\left[\frac{H}{K} + \frac{K}{\sqrt{H^2 - K^2}} ln\frac{\sqrt{H^2 - K^2} + H}{K}\right] \qquad (2)$$

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Среднюю тангенциальную скорость выведем из выражения:

$$\bar{v}_t = \frac{\left(1 - \frac{H^2 - K^2}{H^2}\cos^2\chi\right)^{\frac{1}{2}}}{K\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - \frac{1-\cos^2\chi}{\frac{H^2}{H^2-K^2} - \cos^2\chi} - \sin^2 x dx}, \qquad (3)$$

полученного в [1]. Элементарное преобразование (3) дает:

$$\bar{v}_t = \frac{1}{H\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left(1 + \frac{H^2 - K^2}{K^2} \sin^2\chi \cos^2 x\right)^{\frac{1}{2}} dx,$$

после чего интегрированием по χ получаем для всего неба:

$$\bar{v}_t = \frac{\sqrt{\pi}}{4H}\left[\frac{H}{K} + \frac{K}{\sqrt{H^2-K^2}} \ln \frac{\sqrt{H^2-K^2}+H}{K}\right] \qquad (4)$$

Выражения (2) и (4) совпадают с аналогичными выражениями, полученными в [3]. Отметим, что развивая дальше нашу работу [1], мы также получили эти выражения и, более того,—по существу использовали их в нашей последующей работе [4], представленной к печати еще до опубликования работы А. А. Киселева [3].

Как легко заметить, (2) и (4) не являются достаточными для определения K и H, т. к., по сути дела, здесь мы имеем одну зависимость с двумя неизвестными.

В самом деле,

$$\frac{\bar{v}_t}{\bar{v}_r} = \frac{\pi}{2}. \qquad (5)$$

(5) показывает, что при исходных условиях вывода (2) и (4), т. е., при допущении равномерного распределения звезд на небе и независящей от координат функции распределения скоростей, числовое значение $\frac{\bar{v}_t}{\bar{v}_r}$ совпадает с тем, что дают теоремы Клейбера. Хотя, определенно следует сказать, что теорема выражаемая формулой (5) существенно отличается от теорем Клейбера, т. к. оригинальные теоремы Клейбера справедливы при любом пространственном распределении звезд, для любых ограниченных областей неба. Именно это обстоятельство и было указано нами в статье [1] и в ней же были выведены нами соответствующие формулы, обобщающие теоремы Клейбера на случай эллипсоидального распределения скоростей.

Исходя из этого, замечания, высказанные А. А. Киселевым [3] и Я. Э. Эйнасто [5] о нашем якобы неправильном утверждении касающемся теорем Клейбера, нельзя считать справедливыми. Мы сочли необходимым остановиться на этом тем более, что необоснованные, как мы убеждены, замечания переносятся и в рефераты (см. например, Реф. Ж. Астр. № 12, 1956, 6833 и № 6, 1957. 4761).

Как было отмечено, для определения K и H выражения (2) и (4) недостаточны. К ним следует присовокупить еще одно условие. Такое условие получаем рассмотрением моментов v_r и v_t различного порядка, к выводу которых мы и приступим сейчас.

Допустим, что функция распределения скоростей не зависит от положения звезд на небе, так что функция распределения звезд в фазовом пространстве имеет вид:

$$F(x, y, z, u, v, w) = \varphi_1(x, y, z) f(u, v, w) = \varphi(r, \alpha, \delta) f(u, v, w),$$

где r, α, δ определяются соотношениями;

$$x = r\cos\alpha\sin\delta, \quad y = r\sin\alpha\sin\delta, \quad z = r\cos\delta.$$

Вероятность того, что звезда будет находиться в точке (r, α, δ), будет $r^2\varphi(r, \alpha, \delta)\sin\delta\, dr d\alpha\, d\delta$.

Проинтегрируем это выражение по r и обозначим результат через $\psi(\alpha, \delta)\sin\delta\, d\alpha\, d\delta$. $\psi(\alpha, \delta)$ будет плотность распределения звезд на небесной сфере. Допустим, что $\psi(\alpha, \delta) = c$, тогда по условию нормировки $c = \frac{1}{4\pi}$. Функция распределения, после этого, примет вид

$$\frac{1}{4\pi} f(u, v, w)\sin\delta\, d\alpha\, d\delta\, du\, dv\, dw.$$

Рассмотрим величины $V^2 = u^2 + v^2 + w^2$, v_r и v_t, и найдем их средние значения для всей сферы. Если оси систем (x, y, z) и (u, v, w) совпадают и т. к. для направляющих косинусов направления пространственной скорости и направления на точку (α, δ) имеем $\frac{u}{V}; \frac{v}{V}; \frac{w}{V}$; $\cos\alpha\sin\delta$; $\sin\alpha\sin\delta$; $\cos\delta$, то угол Θ между направлением на (α, δ) и пространственной скоростью определится соотношением

$$\cos\Theta = \left(\frac{u}{V}\cos\alpha\sin\delta + \frac{v}{V}\sin\alpha\sin\delta + \frac{w}{V}\cos\delta\right).$$

v_r и v_t звезды, находящейся в точке (α, δ) будут выражаться так:

$$v_r = V\left(\frac{u}{V}\cos\alpha\sin\delta + \frac{v}{V}\sin\alpha\sin\delta + \frac{w}{V}\cos\delta\right) = V\Delta, \quad v_t = V\sqrt{1-\Delta^2}$$

Для среднего значения будем иметь;

$$\bar{V} = \frac{1}{4\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} \sin\delta\, d\alpha\, d\delta \iiint V f(u, v, w)\, du dv dw = \iiint V f(u, v, w)\, du dv dw,$$

где интеграль по u, v, w берутся от $-\infty$ до $+\infty$;

$$\bar{v}_t = \frac{1}{4\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\iiint V\sqrt{1-\Delta^2}\,\sin\delta f(u, v, w)\, d\alpha\, d\delta\, du\, dv\, dw$$

$$\bar{v}_r = \frac{1}{4\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\iiint V\,|\Delta|\,\sin\delta f(u, v, w)\, d\alpha\, d\delta\, du\, dv\, dw$$

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Применение известной формулы Пуассона [6] дает:

$$\overline{v}_r = \frac{1}{4\pi}\iiint Vf(u, v, w)du\,dv\,dw\cdot 2\pi\int\limits_{-1}^{+1}|u|\,du = \frac{1}{2}\overline{V} \tag{6}$$

$$\overline{v}_t = \frac{1}{4\pi}\iiint Vf(u, v, w)du\,dv\,dw\cdot 2\pi\int\limits_{-1}^{+1}\sqrt{1-u^2}\,du = \frac{\pi}{4}\overline{V} \tag{7}$$

Таким образом при произвольном распределении скоростей, если оно не зависит от положения звезд на небе, и при рассмотрении звезд, равномерно распределенных по всей сфере, теоремы Клейбера допускают обобщение.

Такое обобщение теорем Клейбера для всей сферы и для различных моментов было выполнено Эйнасто [5]. Те же самые формулы были нами получены несколько отличным путем, на основе применения интеграла Пуассона. Последнее делает вывод соответствующих формул совершенно наглядным и простым, в связи с чем мы их приводим здесь же.

Исходя из полученных выше формул, имеем для разных моментов:

$$\overline{V^n} = \iiint V^n f(u, v, w)\;du\,dv\,dw \tag{8}$$

$$\overline{v_r^n} = \frac{1}{n+1}\overline{V^n} \tag{9}$$

$$\overline{v_t^n} = \overline{V^n}\int\limits_0^{\frac{\pi}{2}}\cos^{n+1}\varphi\,d\varphi = \overline{V^n}\,2^n\frac{\Gamma\left(\frac{n+2}{2}\right)\Gamma\left(\frac{n+2}{2}\right)}{\Gamma(n+2)} \tag{10}$$

$$\overline{v_r^m v_t^n} = \overline{V^{m+n}}\int\limits_0^{\frac{\pi}{2}}\sin^m\varphi\cos^{n+1}\varphi\,d\varphi = \overline{V^{m+n}}\frac{1}{2}\frac{\Gamma\left(\frac{m+1}{2}\right)\Gamma\left(\frac{n+2}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{m+n+3}{2}\right)} \tag{11}$$

Отметим, что на возможность подобного обобщения теорем Клейбера нам было указано А. Ф. Торонджадзе. Вышеприведенные формулы не были опубликованы по той причине, что в наши намерения входило произвести на статистическом материале вычисления, связанные с использованием этих формул. К тому времени вышли в свет статьи [5] и [3], в которых обращается внимание на работу [1]. У нас вызывает удовлетворение проявление к нашей работе интереса со стороны авторов указанных статей, что способствует более углубленному анализу данной задачи.

Для определения K и H можно было бы в дополнение к (2) или (4), применить, как добавочное условие, одно из уравнений (9), (10) и (11). Более подходящими для этой цели являются вторые моменты

v_r или v_t. Из этих двух и (2) и (4) предпочтение следует отдать, конечно, лучевым скоростям, т. к. применение тангенциальных скоростей сопряжено с громоздкими вычислениями и трудностями, связанными с определением v_t для большого количества звезд, не говоря о точности имеющихся собственных движений и параллаксов.

Второй момент лучевой скорости, которым мы пользуемся для вычисления K и H, можно выразить как функцию K, H, если решить $\overline{V^2}$ из (8). Действительно: $V^2 = u^2+v^2+w^2$; $f(u, v, w) = \frac{KH^2}{\sqrt{\pi^3}}e^{-K^2u^2-H^2(v^2+w^2)}$

$$\overline{V^2} = \frac{KH^2}{\sqrt{\pi^3}}\iiint(u^2+v^2+w^2)\,e^{-K^2u^2-H^2(v^2+w^2)}du\,dv\,dw = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{K^2}+\frac{2}{H^2}\right)$$

$$\overline{v_r^2} = \frac{\overline{V^2}}{3} = \frac{1}{6}\left(\frac{1}{K^2}+\frac{2}{H^2}\right) \tag{12}$$

Теперь, имея (2) и (12), можно уже заняться определением K и H. В качестве наблюдательного материала нам послужили лучевые скорости рабочего каталога, приведенного в нашей работе [4] Эти скорости были взяты из каталога Мура [7], будучи предварительно освобождены от влияния солнечного движения.

Мы использовали 2225 звезд спектральных классов от A до M и со скоростями не более 85 км/сек. $\overline{v_r}$, определенная по этим звездам, оказалась равной 18.51 км/сек, а $\overline{v_r^2}$—583.83 км²/сек². При вычислении средней скорости для v_r брались абсолютные значения

Решения (2) и (12) велись сперва графически, а затем—методом последовательного приближения, что дало следующие значения: $\frac{K}{H} = 0.4$; $K = 0.02$ сек/км и $H = 0.05$ сек/км, т. е. совпадающие с теми значениями, которые были получены нами в [4]. Графическое решение (2) и (12) дает ошибку, меньшую 0.5 последнего знака полученных значений K и H.

Необходимо отметить, что использование вторых моментов делает рассмотренный метод определения K и H весьма чувствительным к большим скоростям, в силу чего мы отбросили 25 звезд, лучевые скорости которых заключались между 226 и 85 км/сек.

Таким образом, для рассмотренных нами звезд распределение скоростей в предположении двухосного эллипсоида вращения можно охарактеризовать приведенными значениями K и H.

Если рассмотреть моменты высшего порядка, например, моменты 4-го и 6-го порядков, для которых можно вычислить интеграл (8) в элементарных функциях (для моментов нечетного порядка интеграл (8), в случае трехосного эллипсоида, в элементарных функциях не выражается), то возможно вывести формулы для получения дисперсии в случае трехосного эллипсоида.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Моменты от v_r упомянутых порядков (вместе со вторым моментом) выразятся следующим образом:

$$\overline{v_r^2} = \frac{1}{3}(\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2)$$

$$\overline{v_r^4} = 0.6(\sigma_1^4 + \sigma_2^4 + \sigma_3^4) + 1.6(\sigma_1^2\sigma_2^2 + \sigma_1^2\sigma_3^2 + \sigma_2^2\sigma_3^2)$$

$$\overline{v_r^6} = 1.07(\sigma_1^6 + \sigma_2^6 + \sigma_3^6) + 1.29(\sigma_1^4\sigma_2^2 + \sigma_1^4\sigma_3^2 + \sigma_1^2\sigma_2^4 + \sigma_2^4\sigma_3^2 + \sigma_1^2\sigma_3^4 + \sigma_2^2\sigma_3^4) + 0.86\sigma_1^2\sigma_2^2\sigma_3^2.$$

Эта система уравнений решает задачу нахождения дисперсий σ_1, σ_2 и σ_3, хотя применение моментов 4-го и 6-го порядков, очевидно, усложнит работу. Ясно, что при двухосном эллипсоиде первое уравнение приведенной системы совпадает с (12).

Сделаем еще несколько замечаний относительно нашей работы [1], имевшей предварительный характер и развитой впоследствии. Совершенно справедливо было указано сперва Я. Э. Эйнасто [5], а затем А. А. Киселевым [3], что для всего неба, если звезды равномерно покрывают его и если функция распределения скоростей не зависит от положения на сфере, имеет место равенство $\frac{\bar{v}_t}{\bar{v}_r} = \frac{\pi}{2}$. Причиной, вызвавшей в [1] нарушение этого отношения для всей сферы, явилось простое осреднение теоретических значений $\bar{v}_r$ и $\bar{v}_t$, полученных в параллельных галактическому экватору зонах. Путем учета весов по величинам площадей зон, можно было бы избежать указанного упущения. После опубликования [1], оно было замечено нами; в работе [4], при обсуждении вопроса о поправке к среднему параллаксу, мы уже пользовались результатом, вытекающим из формул (2), (4) и (6), (7).

По сути дела, из-за этого упущения мы получили в [1] поправку к среднему значению абсолютных звездных величин, отличавшуюся от поправки полученной А. А. Киселевым в [3] всего на 0^m15. Конечно, разница есть, но не очень большая.

Как уже было указано выше, теоремы Клейбера справедливы для любых ограниченных областей неба, независимо от распределения звезд. Но надо обязательно иметь в виду, что при современном представлении о распределении звездных скоростей эти теоремы нельзя применять к отдельным участкам сферы, потому что отношения $\frac{\bar{v}_t}{\bar{v}_r}$ в различных участках могут крайне отличаться друг от друга и от $\frac{\pi}{2}$.

Именно это обстоятельство мы имеем в виду, когда говорим об обобщении теорем Клейбера.

Рассмотрение средних лучевых и тангенциальных скоростей по отдельным участкам или зонам неба, как это делается у нас в [1], имеет то преимущество, что, вопреки утверждению А. А. Киселева, мы не всегда располагаем материалом, охватывающим всю сферу. Часто приходится иметь дело со звездами, группирующимися в определенных направлениях, где эффективное применение теорем Клейбера не представляется возможным.

В силу сказанного, теоремы Клейбера в большой степени теряют свое значение. Выведенные в [1] выражения для $\bar{v}_r$ и $\bar{v}_t$ отнюдь не являются ошибочными; они отражают действительную картину (в предположении двухосного эллипсоида) и указывают на то, что отношение $\frac{\bar{v}_t}{\bar{v}_r}$ в различных участках разное; это отношение нигде, кроме некоторых направлений на небе, не может равняться $\frac{\pi}{2}$.

С этой точки зрения, полученные в [1] выражения $\bar{v}_r$ и $\bar{v}_t$ действительно являются обобщениями теорем Клейбера для случая эллипсоидального распределения звездных скоростей.

Систематическую ошибку в абсолютных звездных величинах, выведенную в [1] и [3], А. А. Киселев объясняет процентным увеличением звезд поздних спектральных классов в высоких галактических широтах. Такое объяснение не должно иметь основания, т. к. в использованном нами и им каталоге и в каталоге, содержащемся в [4], как это видно из таблицы VIII ([4], стр. 96), подобного увеличения звезд поздних спектральных классов в высоких галактических широтах, не наблюдается.

То, что в [1] не была принята во внимание галактическая концентрация, можно было-бы и не ставить нам в упрек, поскольку, во-первых, она незначительна, а во-вторых, если уже подходить к этому вопросу строго, принимать во внимание надо не только галактическую концентрацию, но и вообще плотность распределения звезд в разных направлениях. К каждой конкретной задаче приходится подходить особо и решать ее численными методами.

А. А. Киселев указывает также и на другое обстоятельство в работе [1], заключающееся в том, что значение $\frac{K}{H}$ не определяется попутно, а берется произвольно.

Во-первых, не всегда возможно определить все, что может заключаться в использованном материале, особенно в тех случаях, когда имеется один определенный подход к решению задачи, а во-вторых, значение $\frac{K}{H}$ нами было взято не произвольно, а заимствовано из известных работ, указанных в конце первой статьи. Данная же статья именно и посвящается вопросу о наиболее простом определении K и H по данным v_t и v_r. В целом, замечания А. А. Киселева нам представляются не бесполезными, но считаем нужным отметить, что соображения, изложенные в работе А. А. Киселева, не должны быть поняты как утверждение несправедливости полученных нами в [1] формул обобщения теорем Клейбера.

Вообще изложенный в [1] и использованный в работе [3] метод определения поправки параллаксов основан на многих упрощающих предположениях и допускает уточнение в различных направлениях. Выводы,

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

полученные этим методом, остаются вполне справедливыми только при сделанных предположениях. При отличных от этих предположений условиях, метод следует, очевидно, применять с соответствующими модификациями. Впрочем, это относится и к некоторым результатам работы [4], где при принятых в этой статье предположениях особый характер хода кривых $\frac{\bar{v}_t}{\bar{v}_r}$ по широтам совершенно определенно приводит к наклону оси вертексов к галактическому экватору. При других условиях такой ход кривой быть может найдет объяснение какими-нибудь другими причинами. Во всяком случае, этот вопрос требует специального рассмотрения, что мы и намерены сделать в ближайшем будущем.

Июль, 1957 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Колхидашвили М. Г., Астрон. Ж. 1952, 29, № 1
2. Smart W. M., Stellar Dynamics, 1938.
3. Киселев А. А., Вестник Ленингр. гос унив. 1956, № 19, вып. 4.
4. Колхидашвили М. Г., Бюлл. Абаст. астрофиз. обс. 1956. № 20.
5. Эйнасто Я. Э., Публикация Тартуской астрон. обсерватории. 1955. № 1.
6 Фихтенгольц Г. М., Основы математического анализа, III, 343.
7. Moore A., Publ Lick. obs, 1932, 18.

ON THE DETERMINATION OF ELEMENTS OF THE ELLIPSOID EXPRESSING THE DISTRIBUTION OF THE V_r AND V_t COMPONENTS OF STAR VELOCITIES

M. G KOLKHIDASHVILI

(Summary)

The expression of the mean peculiar radial velocity referred to in [2] is applied.

On an assumption of an equal velocity distribution in all directions and of a uniform stellar distribution in the sky, mean v_r and v_t values are obtained. The value of the moment of radial velocities derived in the paper is additionally involved in order to determine H and K. As observational data the radial velocities of 2225 stars from the Moore catalogue are taken.

July, 1957.

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 23, 1958
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 23, 1958

К ВОПРОСУ ОБ ИЗУЧЕНИИ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ОРБИТ ЗВЕЗД

Р. М. ДЗИГВАШВИЛИ

В нашей работе [1] мы изучали элементы галактических орбит, на основе применения потенциала, и некоторые закономерности движения звезд. При этом за исходное выражение был взят потенциал П. П. Паренаго [2], который, по нашему мнению, достаточно хорошо представляет реальную картину распределения масс в Галактике. Аналитическое выражение потенциала П. П. Паренаго получено на основе наблюдательных данных о кинематике звезд, находящихся около Солнца. Поэтому, естественно было предположить, что для применения этого потенциала для изучения движений звезд в внутренних и периферийных областях Галактики, нет полных оснований. В. А. Амбарцумян высказал мысль о целесообразности применения другого выражения потенциала и сравнения полученных при этом результатов с выводами, вытекающими из потенциала П. П. Паренаго.

Задачей этой работы, именно и является исследование некоторых характеристик движения звезд в Галактике на основе применения другого выражения потенциала.

За такое выражение мы решили взять потенциал Г. Г. Кузмина [3]:

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{\sqrt{1+\frac{R^2}{\zeta_0^2}}} \tag{1}$$

Здесь Φ_0—значение потенциала в центре Галактики, R—расстояние от звезды до оси симметрии Галактики, а ζ_0 —некоторая постоянная. Этот потенциал получен, в основном, по тем же наблюдательным данным как и потенциал Паренаго, но подход и постановка вопроса здесь другие. Мы поставили себе целью выяснить, насколько изменяются элементы орбит и другие характеристики движений звезд с изменением выражения потенциала (если параметры этих потенциалов определены на основе одних и тех же наблюдательных данных).

Интересно так же выяснить, насколько справедливо применение этих потенциалов для изучения движений во внутренних и периферийных областях Галактики, для которых наблюдательные данные почти отсутствуют.

Для того, чтобы полученные на основе потенциала Кузмина результаты сравнить с результатами [1], мы решили изучить закономерности движений звезд методами, примененными в работах [1] и [2].

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

С целью изучения некоторых существенных характеристик движения звезд в Галактике, в работе [1] была применена формула

$$-\frac{h^2}{2R^2}+\Phi+H=O, \tag{2}$$

где h—угловой момент движения, H—полная энергия, Φ—гравитационный потенциал Галактики, а R—расстояние от звезды до оси симметрии Галактики.

Уравнение (1) имеет два вещественных корня R_1 и R_2, которые являются минимальными и максимальными значениями R. Ниже, на основе (2), для выражения потенциала (1) выводятся формулы, которые служат для исследования некоторых характеристик движения звезд.

Уравнение (2) для R_1 и R_2 принимает вид:

$$-\frac{h^2}{2R_1^2}+\Phi_1+H=O \tag{3}$$

$$-\frac{h^2}{2R_2^2}+\Phi_2+H=O \tag{4}$$

Определяя из уравнений (3) и (4) H, получим:

$$H=\frac{h^2}{2R_1^2}-\Phi_1 \tag{5}$$

$$H=\frac{h^2}{2R_2^2}-\Phi_2. \tag{6}$$

Если выражение (1) подставим в уравнения (5) и (6), получим:

$$H=\frac{h^2}{2R_1^2}-\frac{\Phi_0}{\sqrt{1+R_1^2/\zeta_0^2}} \tag{7}$$

$$H=\frac{h^2}{2R_2^2}-\frac{\Phi_0}{\sqrt{1+R_2^2/\zeta_0^2}}. \tag{8}$$

Приравнивая выражения (7) и (8) одно к другому будем иметь:

$$\frac{h^2}{2R_1^2}-\frac{\Phi_0}{\sqrt{1+R_1^2/\zeta_0^2}}=\frac{h^2}{2R_2^2}-\frac{\Phi_0}{\sqrt{1+R_2^2/\zeta_0^2}}$$

Отсюда можем написать.

$$h^2\left(\frac{1}{2R_1^2}-\frac{1}{2R_2^2}\right)=\Phi_0\left(\frac{1}{\sqrt{1+R_1^2/\zeta_0^2}}-\frac{1}{\sqrt{1+R_2^2/\zeta_0^2}}\right)$$

Наконец, для h^2 получим:

$$h^2=\frac{\Phi_0\left(\frac{1}{\sqrt{1+R_1^2/\zeta_0^2}}-\frac{1}{\sqrt{1+R_2^2/\zeta_0^2}}\right)}{1/2\left(\frac{1}{R_1^2}-\frac{1}{R_2^2}\right)}. \tag{9}$$

Если выражение h^2 из (9) подставим в (8), то

$$H=\frac{\Phi_0\left(\frac{1}{\sqrt{1+R_1^2/\zeta_0^2}}-\frac{1}{\sqrt{1+R_2^2/\zeta_0^2}}\right)}{2\left(\frac{1}{R_1^2}-\frac{1}{R_2^2}\right)}\cdot\frac{1}{2R_2^2}-\frac{\Phi_0}{\sqrt{1+R_2^2/\zeta_0^2}}. \tag{10}$$

Постоянная h является угловым моментом движения и равна

$$h=v_\theta R, \tag{11}$$

где v_θ есть тангенциальная компонента скорости звезды.

Из (11) можно получить

$$h^2=v_\theta^2 R^2 \tag{12}$$

Определим v_θ^2 из (12).

$$v_\theta=\frac{h^2}{R^2}. \tag{13}$$

Для v_θ и R возьмем начальные значения Тогда выражение (13) можно переписать так:

$$v_{\theta 0}^2=\frac{h^2}{R_0^2}. \tag{14}$$

Вместо h^2 в выражение (18) подставим его значение из (9)

$$v_{\theta 0}^2=\frac{1}{2R_0^2}\frac{\Phi_0\left(\frac{1}{\sqrt{1+R_1^2/\zeta_0^2}}-\frac{1}{\sqrt{1+R_2^2/\zeta_0^2}}\right)}{\frac{1}{R_1^2}-\frac{1}{R_2^2}} \tag{15}$$

H есть полная энергия звезды.

$$2H=v_{\theta 0}^2-v_{R_0}^2+\frac{2\Phi_0}{\sqrt{1-R_0^2/\zeta_0^2}}$$

Отсюда.

$$v_{R_0}^2=2H-v_{\theta 0}^2-\frac{2\Phi}{\sqrt{1+R_0^2/\zeta_0^2}}. \tag{16}$$

Если в выражение (16) вместо H и $V_{\theta 0}$ подставим их значения из (10) и (15), получим:

$$v_{R_0}^2=\frac{2\Phi_0\left(\frac{1}{\sqrt{1+R_1^2/\zeta_0^2}}-\frac{1}{\sqrt{1+R_2^2/\zeta_0^2}}\right)}{2\left(\frac{1}{R_1^2}-\frac{1}{R_2^2}\right)}\cdot\frac{1}{2R_2^2}-\frac{2\Phi_0}{\sqrt{1+R_2^2/\zeta_0^2}}-$$

$$-\frac{1}{2R_0^2}\frac{\Phi_0\left(1\sqrt{1+\frac{R_0^2}{\zeta_0^2}}-1\sqrt{1-\frac{R_0^2}{\zeta_0^2}}\right)}{\frac{1}{R_1^2}-\frac{1}{R_2^2}}-\frac{2\Phi_0}{\sqrt{1+\frac{R_0^2}{\zeta_0^2}}} \tag{17}$$

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Отсюда, путем преобразования, выражение (17) принимает следующий вид:

$$v_{R_0}^2 = \frac{\Phi_0\left(\frac{1}{\sqrt{1+\frac{R_1^2}{\zeta_0^2}}} - \frac{1}{\sqrt{1+\frac{R_2^2}{\zeta_0^2}}}\right)}{\frac{1}{R_1^2} - \frac{1}{R_2^2}}\left(\frac{1}{2R_2^2} - \frac{1}{2R_0^2}\right) -$$

$$-2\Phi_0\left(\frac{1}{\sqrt{1+\frac{R_2^2}{\zeta_0^2}}} - \frac{1}{\sqrt{1+\frac{R_0^2}{\zeta_0^2}}}\right) \qquad (18)$$

Выражения (15) и (18) дают возможность построить кривые одинаковых R_1 и R_2 по начальным скоростям звезд, на различных расстояниях от центра Галактики (рис. 1, 2).

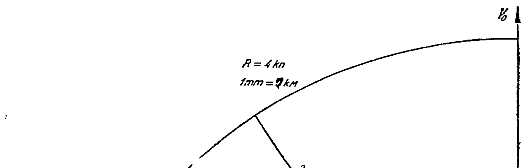


Рис. 1

Методы построения диаграмм подробно описаны в работах [1] и [2].

Теперь рассмотрим вопрос об определении аномалистического периода обращения звезды вокруг центра Галактики.

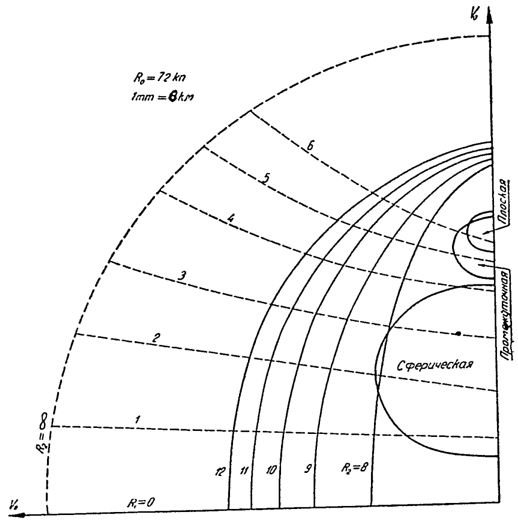


Рис. 2.

В работе [1] было получено соотношение:

$$dt = \frac{dR}{\left\{-\frac{h^2}{R^2} + \Phi + 2H\right\}^{1/2}} \qquad (19)$$

Для потенциала Кузмина это соотношение принимает вид:

$$dt = \frac{dR}{\left\{-\frac{h^2}{R^2} + \frac{2\Phi_0}{\sqrt{1+\frac{R_0^2}{\zeta_0}}} + 2H\right\}^{1/2}} \qquad (20)$$

Аномалистический период можно получить из (20) путем интегрирования:

$$\frac{1}{2}P_a = \int_{R_1}^{R_2} \frac{dR}{\left\{-\frac{h^2}{R^2} + \frac{2\Phi_0}{\sqrt{1+\frac{R_0^2}{\zeta_0^2}}} + 2H\right\}^{1/2}} \qquad (21)$$

Здесь $\frac{1}{2}P_a$ представляет время, которое нужно для того, чтобы звез-

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

да, двигаясь по своей траектории, дошла от апогалактического до перигалактического положения.

Так как R_1 и R_2 являются корнями знаменателя (21), поэтому подынтегральная функция (21) принимает значение бесконечности для значений $R=R_1$ и $R=R_2$.

Обозначим

$$\sqrt{1+\frac{R^2}{\zeta_0^2}}=t,$$

тогда, после некоторых преобразований (21), можем написать:

$$\frac{1}{2}P_a=\int_{a_1}^{a_2}\frac{\zeta_0\, t\,dt}{\left\{-\frac{h^2}{\zeta_0^2}+\frac{2\Phi_0(t^2-1)}{t}+2H(t^2-1)\right\}^{1/2}}, \qquad (22)$$

где $a_1=\sqrt{1+\frac{R_1^2}{\zeta_0^2}}$ и $a_2=\sqrt{1+\frac{R_2^2}{\zeta_0^2}}$.

Выражение (22) можно преобразовать:

$$\frac{1}{2}P_a=\int_{a_1}^{a_2}\frac{\zeta_0\, t^2\,dt}{\left\{2Ht^4+2\Phi_0 t^3-\left(\frac{R^2}{\zeta_0^2}+2H\right)t^2+2\Phi_0 t\right\}^{1/2}}. \qquad (23)$$

По этой формуле можно получить аномалистический период обращения вокруг центра Галактики, но интегрирование (23) в элементарных функциях невозможно и надо интегрировать его приближенными методами.

Интеграл (23) можно довести путем сложных преобразований до следующей формулы:

$$\frac{1}{2}P_a=\zeta_0\int_a^b\frac{\alpha^2\,dt}{\sqrt{A(t^2+\lambda)(t^2+\mu)}}+A_1\int_{b_1}^{b_2}\frac{(t^2-1)^{-2}\,dt}{\sqrt{A(t^2+\lambda)(t^2+\mu)}}+$$

$$+B_1\int_{b_1}^{b_2}\frac{(t^2-1)^{-1}dt}{\sqrt{A(t^2+\lambda)(t^2+\mu)}}+\int_{b_1}^{b_2}\frac{2(\alpha\beta-2\alpha^2)t^2+(2\alpha\beta-2\beta^2)}{(t^2-1)\sqrt{A(t^2+\lambda)(t^2+\mu)}}\,dt, \qquad (24)$$

где b_1 и b_2 новые границы интеграла, а $\alpha, \beta, A, B, \mu, \lambda, A_1, B_1$—определенные постоянные, значения которых здесь не приводятся. Первый член выражения (24) берется в элементарных функциях. Второй, третий и четвертый члены этого выражения являются эллиптическими интегралами Лагранжа первого, второго и третьего рода.

Вычисления по формуле (24) очень трудны. Трудность заключается, в основном, в необходимости вычисления коэффициентов α, β, A, B, μ, λ, A_1, B_1, для каждого значения P_a (всего вычисляется 77 значений P_a по R_1 и R_2. Поэтому мы решили отказаться от применения формулы (24)

и решить задачу по формуле

$$\frac{1}{2}P_a=\zeta_0\int_{a_1}^{a_2}\frac{t^2\,dt}{(\gamma_1 t^4-\gamma_2 t^3-\gamma_3 t^2-\gamma_4 t)^{1/2}} \qquad (25)$$

методами численного интегрирования. Здесь $\gamma_1=2H$, $\gamma_2=\gamma_4=2\Phi_0$, $\gamma_3=\frac{h^2}{\zeta_0^2}-2H$, $a_1=\sqrt{1+\frac{R_1^2}{\zeta_0^2}}$ и $a_2=\sqrt{1+\frac{R_2^2}{\zeta_0^2}}$.

a_1 и a_2 являются корнями знаменателя подынтегральной функции (25), поэтому эта функция стремится к бесконечности на границах интервала a_1, a_2.

При таких подынтегральных функциях для численного интегрирования можно применить известные методы [4]. По существу рассматриваемого нами вопроса допускает [illegible] упрощение дела, чем мы и воспользовались.

Мы интегрировали (25) в интервалах $a_1+\varepsilon$, $a_2-\varepsilon$ (ε — малое число [illegible]). Физическое соображение о том, что [illegible] значения интеграла (25) в интервалах (a_1, $a_1+\varepsilon$) и ($a_2-\varepsilon$, a_2) [illegible] малых отрезках орбиты [illegible] интеграла (25) [illegible] мало по сравнению с P_a [illegible]

Результаты интегрирования [illegible] в таблице [illegible] значения [illegible]

Таблица I

R_1 \ R_2	[illegible]
[illegible]	[illegible]

По формулам (15) и (18) вычислены значения V_3 и V_4 (в км/сек) [illegible] $\zeta_0=1$ кпс и $\zeta_0=7.2$ кпс [illegible] по R_1 и R_2 [illegible] центра Галактики. Значения этих параметров приведены в таблицах I и III.

Таблица II R [illegible] пс.

R_1 \ R_2	V_3	V_4	V_3	V_4	V_3	V_4	V_3	V_4	V_3	V_4	V_3	V_4
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Таблица III (R_0=7.2 кпс)

R_1 \ R_2	8		9		10		11		12	
	V_Θ	V_R	V_Θ	V_R	V_Θ	V_R	V_Θ	V_R	V_Θ	V_R
0	0	116	0	165	0	196	0	222	0	240
1	60	113	63	161	65	193	66	215	67	233
2	113	108	120	148	124	178	138	199	131	215
3	155	96	163	134	168	159	174	178	177	194
4	190	82	200	115	208	137	214	152	221	165
5	220	63	230	92	237	112	244	128	250	140
6	243	96	252	65	260	82	268	95	275	116
7.2	286	0	292	0	299	0	304	0	310	0

В таблице IV даются значения дисперсии скоростей (Σ_R и Σ_θ) и скорости центроидов для различных подсистем на расстоянии R_0 =4 кпс и R_0 =7 кпс.

Таблица IV

	Плоская подсистема			Промежуточная подсистема			Сферическая подсистема		
R_0	v_Θ	Σ_R	Σ_Θ	v_Θ	Σ_R	Σ_Θ	v_Θ	Σ_R	Σ_Θ
4	221	27	22	195	40	34	102	110	94
7.2	223		17	219		27	114		74

По этим таблицам в которых v_Θ, Σ_R и Σ_Θ даются в км/сек-ах, а R_0, R_1, R_2 в килопарсеках, построены диаграммы с осями координат v_r и v_Θ.

По таблицам I и II построены (на диаграммах) кривые R_1=const и R_2=const, а по данным таблицы IV вычерчены эллипсы распределения скоростей для различных звездных составляющих (подсистем), внутри которых помещаются 70% звезд данной составляющей.

При помощи этих диаграмм можно определить апогалактическое и перигалактическое расстояния звезды (R_1 и R_2) по v_R и v_Θ Интересно сравнить результаты этих диаграмм (построенных на основе гравитационного потенциала Кузмина) с диаграммами нашей предыдущей работы [1], которые построены на основе гравитационного потенциала П. П. Паренаго.

В таблицах V и VI приведены результаты такого сравнения.

В таблицах V и VI приведены апогалактические и перигалактические расстояния R_1 и R_2 по v_R и v_Θ. Значения v_R и v_Θ выбираются так, чтобы они соответствовали точкам пересечения кривых R_1=const и R_2=const, на диаграммах, построенных в работе [1].

В таблице VII представлена полоса возможного движения (R_2—R_1) по v_R и v_Θ Значения этой полосы, полученные на основе гравитационного потенциала П. П. Паренаго и Г. Г. Кузмина почти одинаковы (можно сказать, что они одинаковы в границах точности определения R_1 и R_2).

Таблица V (R_0=4 кпс)

Данные из работы [1]				Данные из диаграммы, построенной на основе потенциала Кузмина	
v_R	v_Θ	R_1	R_2	R_1	R_2
153	0	0	5	0	4.8
146	76	1	5	1	4 8
125	145	2	5	1.7	4.8
90	206	3	5	2.6	4.8
0	225	4	5	4	4.7
209	0	0	6	0	5.6
200	83	1	6	0.9	5.6
172	160	2	6	1.8	5.5
123	227	3	6	2.6	5.3
0	281	4	6	4	5
236	90	1	7	0.9	6 2
202	172	2	7	1.7	6
146	243	3	7	2.7	5 9
0	300	4	7	4	5 5

Таблица VI (R_0=7.2)

Данные из работы [1]				Данные из диаграммы на основе потенциала Кузмина	
v_R	v_Θ	R_1	R_2	R_1	R_2
150	0	0	9	0	8.6
147	50	1	9	0.9	8.6
135	104	2	9	1.8	8.6
120	148	3	9	2 7	8.6
100	180	4	9	3.6	8.5
80	208	5	9	4.5	8.4
58	230	6	9	5.4	8.3

Таблица VII

R_0=4 кпс				R_0=7.2 кпс			
На основе потенциала П. П. Паренаго		на основе пот. Кузмина		на основе потенциала П. П. Паренаго		на основе пот. Кузмина	
v_R	v_Θ	R_2—R_1	R_2—R_1	v_r	v_Θ	R_2—R_1	R_2—R_1
153	0	5	4.8	150	0	9	8.6
146	76	4	3.8	147	50	8	7.7
125	145	3	3 1	135	104	7	6.8
90	206	2	2 2	120	148	6	5.8
0	225	1	0.7	100	180	5	4.8
209	0	6	5.6	80	208	4	3.7
200	83	5	4 70	58	230	3	2.8
172	160	4	3 7				
123	227	3	2 7				
0	281	2	1.				
236	90	6	5.3				
202	172	5	4.3				
146	243	4	3.2				
0	300	3	1.5				

Приведем еще одну таблицу, которая ярче характеризует подобие результатов, получаемых на основе гравитационного потенциала Паренаго и Кузмина.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Таблица VIII / Таблица IX

	Данные, полученные на основе потенциала Паренаго			Данные полученные на основе потенциала Кузмина		
	плоская подсистема	промежут. подсистема	сферичес. подсистема	плоская подсистема	промежут. подсистема	сферическая подсистема
R_0	$R_{2max}—R_{1min}$	$R_{2max}—R_{1min}$	$R_{2max}—R_{1min}$	$R_{2max}—R_{1min}$	$R_{2max}—R_{1min}$	$R_{2max}—R_{1min}$
4	1.3	2.0	4.7	1.4	2.0	4.4
7.2	3.0	3.5	7.5	2.3	3.1	7.4

В таблице VIII приведены значения $R_{2max} - R_{1min}$ для различных составляющих на расстояниях $R_0=4$ кпс и $R_0=7.2$ кпс, на основе потенциала Паренаго. В таблице IX даются те же величины на основе потенциала Кузмина.

Величина $R_{2max} - R_{1min}$ определяет галактические полосы возможного движения данной подсистемы (имеются в виду 68% звезд подсистемы т. е. те звезды, которые на диаграммах помещаются внутри эллипса распределения скоростей этой подсистемы).

Сравнение таблиц VIII и IX показывает, что значения галактической полосы возможного движения $R_{2max} - R_{1min}$ полученные на основе потенциалов Кузмина и Паренаго, мало отличаются одно от другого. Рассмотрение таблиц V, VI, VII также показывает, что и другие характерные параметры движения (R_1, R_2) хорошо согласованы между собой как для звезд, находящихся около Солнца, так и для центральных и периферийных областей Галактики. Все это дает возможность сделать следующие выводы.

Основные закономерности движения остаются справедливыми для различных выражений потенциала, если параметры потенциала определены на основе одних и тех же наблюдательных данных. Параметры, характеризующие движения, меняются незначительно с изменением выражения потенциала.

Так как различные потенциалы (параметры которых определены на основе кинематических данных звезд, находящихся около Солнца) дают почти одинаковые значения параметров движения звезд в центральных и периферийных областях Галактики, можно предполагать, что результаты относящиеся к характеру движения в центральных и периферийных областях, полученные на основе применения таких потенциалов, заслуживают доверия.

Июль, 1957 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дзигвашвили Р. М. Изучение галактических орбит и некоторые закономерности в движениях звезд, Бюлл. Абастуманской астрофиз обс, 1955, **20**, 115—179.
2. Паренаго П. П., О гравитационном потенциале Галактики. II, Астрон. журн., 1952, **29**, 245—287.
3. Кузмин Г. Г., Третий интеграл движения звезд и динамика стационарной Галактики, Часть I, Публ. Тартуской астрон. обс., 1953, **32**, 332—368.
4. Канторович Л. В., Математический сборник, 1934, **41**, 235—245.

THE STUDY OF THE GALACTIC ORBITS OF STARS

R. M. DZIGVASHVILI

(Summary)

Some main parameters of the motions of stars are determined on the base of the expression of potential suggested by G. Kusmin (1). The results obtained are compared with those of the paper [1].

By the solution of differential equations of motions the expressions (15) and (18) are obtained where Ro is the distance from the centre of the Galaxy to the initial position of a star, R_1 and R_2—the apogalactic and perigalactic distances of a star, VR_0 and V_0—the components of the initial velocity, Φ_0 and Z_0—certain constants.

Diagrams are constructed for the distances $R_0=4$ and 7.2 kps (fig. 1 and 2). The curves R_1=constant and R_2=constant are plotted according to (15) and (18), and velocity ellipses for the stars of flat, intermediate and spherical components of the Galaxy are traced

The velocities of the centroid of the components correspond to the centres of these ellipses, and the velocity dispersions of related directions—to semi-axes.

Using these diagrams the orbit elements of stars R_1, R_2 and the value $R_{2max} - R_{1min}$ characterizing the width of a possible motion zone are determined for stars of the given population (subsystem of the Galaxy).

Tables V—IX give the parameter values R_1, R_2, $R_2—R_1$, R_{2max} —R_{1min}.

These parameter values determined here and in paper [1] coincide well. It permits to conclude that the elements characterizing the motions vary slightly with the changing of the expression of potential if these potential parameters are estimated on the base of the same observational data.

July, 1957.

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

СОДЕРЖАНИЕ

1. Исследование избирательного поглощения света в Галактике по цветовым избыткам короткопериодических цефеид. И. Ф. Алания . . . 3
   Investigation of the selective light absorption in the Galaxy on the base of colour excesses of RR Lyrae type stars. I. Ph. Alania (Summary) 67
2. Спектрофотометрия четырех нестационарных звезд М. В. Долидзе . 69
   Spectrophotometry of four non-stable stars. M V. Dolidze (Summary) 80
3. Замечания об измерениях спектрограмм звезд типов *Be* и *P* Лебедя М В. Долидзе 81
   Remarks concerning the spectral measurements of the Be and P Cygni type stars M. V. Dolidze (Summary) 89
4. Электрофотометрия ярких планетарных и диффузных газовых туманностей Н. А. Размадзе 94
   Photoelectric photometry of bright planetary and diffuse gaseous nebulae N A. Razmadze (Summary) 155
5. Определение некоторых статистических характеристик темных туманностей на основе звездных подсчетов Дж. Ш. Хавтаси 157
   Determination of some statistical characteristics of dark nebulae basing on the star counts. J Sh Khavtassi (Summary) 166
6. К вопросу об определении общего поглощения Г Д. Квирквелия . 167
   On the determination of total absorption. G D Kvirkvelia (Summary) 174
7. К вопросу об определении элементов эллипсоида распределения звездных скоростей по Vr—Vt компонентам М Г. Колхидашвили . . 175
   On the determination of elements of the ellipsoid expressing the distribution of the Vr and Vt components of star velocities. M G Kolkhidashvili (Summary) . 182
8. К вопросу об изучении галактических орбит звезд Р М Дзигвашвили 185
   The study of the galactic orbits of stars R M Dzigvashvili Summary) 193

Исправление замеченных опечаток

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
37	1	l=34.4	l=84.4
"	17	b=+69.9	b=+61.9
"	24	l=104,2	l=114.2
"	33	b=+58.8	b=−58.8
41	1	$0^{m}.3773$	$0^{d}.3773$
47	7	λ=59.2	λ=59.6
57	форм. (1)	$A(r_1b)$	A(r,b)
58	11	"	"
"	15	"	.
"	9 снизу	таблицы 10	нашего каталога
85	4 "	наблюдательному	наблюденному
87	11	неопределенностей	неоднородностей
98	3 снизу	50 см$^{-1}$	50 см$^{-3}$
"	1 "	75^{-1}	75 см$^{-3}$
106	21 "	немного	намного

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2

СОДЕРЖАНИЕ

1. Исследование избирательного поглощения света в Галактике по цветовым избыткам короткопериодических цефеид. И. Ф. Алания . . . 3
   Investigation of the selective light absorption in the Galaxy on the base of colour excesses of RR Lyrae type stars. I. Ph. Alania (Summary) 67
2. Спектрофотометрия четырех нестационарных звезд М. В. Долидзе. . . 69
   Spectrophotometry of four non-stable stars. M. V. Dolidze (Summary) 80
3. Замечания об измерениях спектрограмм звезд типов *Be* и *P* Лебедя М. В. Долидзе 81
   Remarks concerning the spectral measurements of the Be and P Cygni type stars M. V. Dolidze (Summary) 89
4. Электрофотометрия ярких планетарных и диффузных газовых туманностей Н. А. Размадзе 94
   Photoelectric photometry of bright planetary and diffuse gaseous nebulae N. A. Razmadze (Summary) . . . 155
5. Определение некоторых статистических характеристик темных туманностей на основе звездных подсчетов. Дж. Ш. Хавтаси 157
   Determination of some statistical characteristics of dark nebulae basing on the star counts. J. Sh. Khavtassi (Summary) 166
6. К вопросу об определении общего поглощения Г. Д. Квирквелия . 167
   On the determination of total absorption G. D. Kvirkvelia (Summary) . 174
7. К вопросу об определении элементов эллипсоида распределения звездных скоростей по Vr—Vt компонентам М. Г. Колхидашвили . . 175
   On the determination of elements of the ellipsoid expressing the distribution of the Vr and Vt components of star velocities. M. G. Kolkhidashvili (Summary) . 182
8. К вопросу об изучении галактических орбит звезд. Р. М. Дзигвашвили 185
   The study of the galactic orbits of stars R. M. Dzigvashvili (Summary) 193

Исправление замеченных опечаток

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
37	1	l=34.4	l=84.4
"	17	b=+69.9	b=+61.9
"	24	l=104,2	l=114.2
"	33	b=+58.8	b=−58.8
41	1	$0^m.3773$	$0^d.3773$
47	7	λ=59.2	λ=59.6
57	форм. (1)	$A(r_1b)$	A(r,b)
58	11	"	"
"	15	"	"
"	9 снизу	таблицы 10	нашего каталога
85	4 "	наблюдательному	наблюденному
87	11	неопределенностей	неоднородностей
98	3 снизу	50 $см^{-1}$	50 $см^{-3}$
"	1 "	75^{-1}	75 $см^{-3}$
106	21 "	немного	намного

Абаст. бюллет. № 23

დაიბეჭდა საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემიის
სარედ.-საგამომც. საბჭოს დადგენილებით

*

პ/მგ. რედაქტორი: ე. ხარაძე
გამომცემლობის რედაქტორი დ. ბაქრაძე
ტექრედაქტორი ა. თოდუა
კორექტორი ლ. ცქვიტინიძე

გადაეცა წარმოებას 23.4.1958; ანაწყობის ზომა 7×12; ხელმოწერილია
დასაბეჭდად 25.7.1958, ქაღალდის ზომა 70×108 1/16;
ქაღ. ფურც. 6,0; საბეჭდი ფურც. 16,44; საავტორო
ფურცელი 15,31; სააღრ.-საგამომც. ფურცელი 15,68;
შეკვეთა 861; უე 03468; ტირაჟი 600
ფასი 12 მან.

საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემიის გამომცემლობის სტამბა
თბილისი, ა. წერეთლის ქ. 3/5

Declassified in Part - Sanitized Copy Approved for Release @ 50-Yr 2014/01/31 : CIA-RDP81-01043R003200170002-2